

NOV 25 1929

# ANNALEN DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fort-  
geführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff,  
G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

D e r g a n z e n R e i h e 3 9 5. B a n d

Kuratorium:

F. Paschen	M. Planck	R. Pohl
A. Sommerfeld	M. Wien	E. Warburg

Unter Mitwirkung  
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.  
M. PLANCK, Berlin

Mit dem Bildnis von J. C. Maxwell



LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

*Im Jahre 1929 erscheinen die Bände 1, 2 und 3 mit je 8 Hefen. Der Abonnementspreis beträgt pro Band Rm. 28.— zuzüglich Rm. 1.40 für Porto bei direkter Zusendung für das Inland und Rm. 2.— für das Ausland. Redaktionsschluß am 30. Oktober 1929.*

# Inhalt

	Seite
Anton Eisl-München, Über die Ionisierung von Luft durch Kathodenstrahlen von 10—60 kV. (Mit 17 Figuren) . . . . .	277
E. Waetzmann und V. Schneeweiß-Breslau, Messung und Berechnung von Eigenfrequenzen an einem System gekoppelter Kontinua. (Mit 6 Figuren) . . . . .	314
Otto Gaertner-Bonn, Die Ionisierung der Halogene (außer Fluor) und ihrer CH <sub>3</sub> -Verbindungen durch Röntgenstrahlen. (Mit 1 Figur) . . . . .	325
A. Pützer-München, Wirkung eines Magnetfeldes auf die Dielektrizitätskonstante von Gasen. (Mit 7 Figuren) . . . . .	333
Chr. Füchtbauer und H. W. Wolff-Rostock, Messung von Intensitätsverhältnissen in der Hauptserie des Cäsiums. (Mit 3 Figuren) . . . . .	359
Chr. Gerthsen-Kiel, Prüfung des Feldverlaufes an der K-Schale mittels H-Strahlen. (Mit 11 Figuren) . . . . .	373
Max Trautz und Walter Ludewigs-Heidelberg, Die Reibung, Wärmeleitung und Diffusion in Gasmischungen. VI. Reibungsbestimmung an reinen Gasen durch direkte Messung und durch solche an ihren Gemischen . . . . .	409
Richard Gans-Königsberg, Berichtigung zu meiner Arbeit über „Diffusion nichtkugelförmiger Teilchen“. (Mit 1 Figur) . . . .	429

Die Redaktion der Annalen wird von den auf der Titelseite genannten Herren besorgt. Es wird gebeten, Manuskripte an Herrn **Geh.-Rat Prof. Dr. E. Grüneisen, Marburg/L., Mainzer Gasse 33**, einzusenden.

Die Redaktion bittet, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekanntgegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft können die Annalen zu einem Vorzugspreis beziehen.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Den zur Veröffentlichung eingereichten Abhandlungen ist die Mitteilung beizufügen, daß eine Publikation an anderer Stelle nicht erfolgt ist.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Bei den **Zitaten** wolle man die Abkürzungen der Zeitschriftentitel nach dem Verzeichnis wählen, welches jedem Jahrgang der „Physikalischen Berichte“ vorangestellt ist.





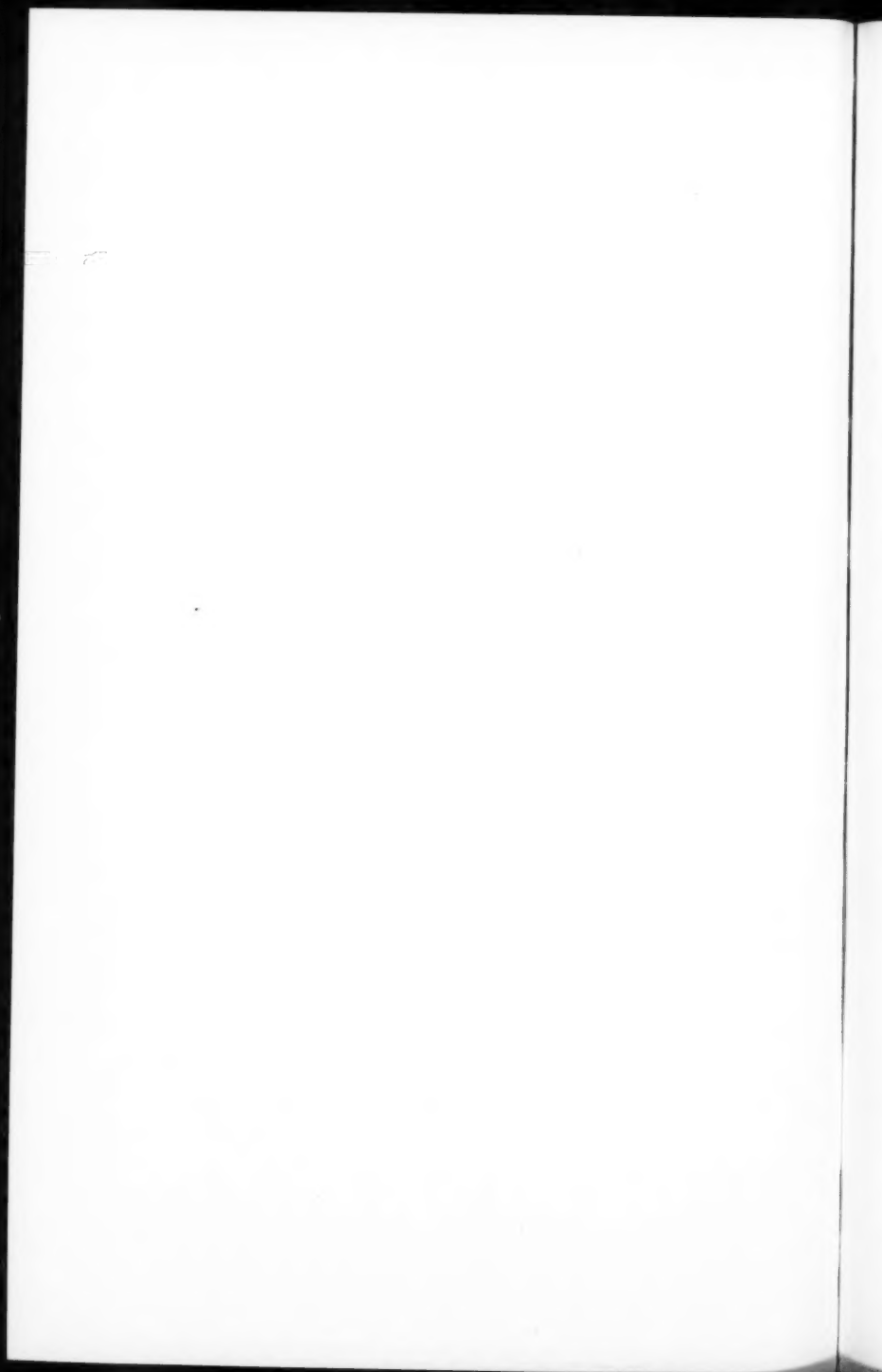




**James Clerk Maxwell**

geb. 13. Juni 1831

gest. 5. Nov. 1879



# ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE, 1929, BAND 3, HEFT 3

## *Über die Ionisierung von Luft durch Kathodenstrahlen von 10–60 kV<sup>1)</sup>*

*Von Anton Eisl*

(Mit 17 Figuren)

### **I. Einleitung**

#### **1. Problemstellung**

Es ist bekannt, daß Kathodenstrahlen beim Durchgang durch ein Gas dieses ionisieren und zwar verteilen sich die gebildeten Ionen auf die ganze Länge der vom Kathodenstrahl-elektron durchlaufenen Wegstrecke. Man kann nun einerseits nach der Art dieser Verteilung fragen, also nach der Anzahl der pro Zentimeter Weglänge gebildeten Ionen. Man erhält so die sogenannte differentiale Sekundärstrahlung  $s$ . Andererseits kann man auch die Gesamtzahl  $S$  der Ionen bestimmen, die ein Elektron einer bestimmten Anfangsgeschwindigkeit auf seiner ganzen im Gase zurückgelegten Wegstrecke bildet, bis schließlich durch die allmählichen Energieverluste seine Geschwindigkeit den Wert Null erreicht hat. Der Energiebetrag  $\epsilon$ , der im Mittel zur Bildung je eines Ionenpaares verbraucht wird, kann in der Weise ausgedrückt werden, daß man die kinetische Energie (im Voltmaß)  $V$  des Elektrons dividiert durch die Gesamtzahl  $S$  der von ihm längs seiner Bahn gebildeten Ionen. In einer Gleichung ausgedrückt:

$$\epsilon = \frac{V}{S} \text{ (Volt/Ionenpaar).}$$

Dabei ist nun nicht danach gefragt, ob es sich um einfach oder mehrfach geladene Ionen handelt, vielmehr wird die Frage absichtlich außer Betracht gelassen und man bestimmt genau genommen nur die gesamte Ladungsmenge, ausgedrückt in Einheiten der Elementarladung des Elektrons. Mehrfach

---

1) Dissertation der Technischen Hochschule München.

geladene Ionen werden als dementsprechend viele einfach geladene gezählt.

Für alle Probleme der Ionisierungswahrscheinlichkeit und des Energieumsatzes beim Durchgang von Kathodenstrahlen durch Atome bzw. Moleküle ist nun eine möglichst genaue Bestimmung der Größen  $s$  und  $S$  (und damit  $\epsilon$ ) von großem Interesse. Außerdem ist die Kenntnis von  $S$  bzw.  $\epsilon$  von praktischer Bedeutung für absolute Intensitätsmessungen an Kathoden- und Röntgenstrahlen.

Während der Verlauf von  $s$  in einem großen Geschwindigkeitsbereich verhältnismäßig gut bekannt ist, besonders durch eine neuere sorgfältige Untersuchung von Buchmann<sup>1)</sup> ist die Kenntnis von  $S$  trotz zahlreicher Untersuchungen noch mit einer größeren Unsicherheit behaftet. Es war deshalb die Aufgabe der vorliegenden Untersuchung, in einem möglichst großen Geschwindigkeitsbereich neue Bestimmungen dieser Größe auszuführen, wobei eine Methode angewandt wurde, von der eine möglichst große Genauigkeit zu erwarten war. Die Untersuchungen wurden an Luft ausgeführt als dem am meisten untersuchten und für praktische Messungen bequemsten Gas. Da außerdem die Ionisierung nur in geringem Maße von der Natur des Gases abhängt, brauchen Differenzen in der Messung wegen einer vielleicht ein wenig wechselnden und nicht streng zu definierenden Zusammensetzung der atmosphärischen Luft nicht befürchtet werden.

## 2. Übersicht über die bisherige Kenntnis

Zur Bestimmung der Gesamtionisierung  $S$  sind bisher drei Methoden angewandt worden. Die naheliegendste, aber wohl auch unsicherste, ist die von C. T. R. Wilson<sup>2)</sup> angewandte. Er bestimmte die Ionenzahl durch Auszählen der Nebeltröpfchen längs der nach der Expansionsmethode sichtbar gemachten Bahn der Elektronen und fand für eine Geschwindigkeit von 22 kV (0,56 ÅE):  $\epsilon = 26$  Volt/Ionenpaar. In gleicher Weise hat später L. Meitner<sup>3)</sup> eine Auszählung an Bahnen langsamer  $\beta$ -Strahlen von 43 kV Geschwindigkeit vorgenommen. Sie fand einen wesentlich höheren Wert von  $\epsilon = 45$  Volt/Ionen-

1) E. Buchmann, Ann. d. Phys. 87. S. 509. 1928.

2) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. A. 104. S. 1. 1922.

3) L. Meitner, Naturwissenschaften 14. S. 1199. 1926.

paar. Es ist allerdings zu berücksichtigen, daß bei dieser Methode, entgegen dem oben Gesagten, mehrfach geladene Ionen nur einfach gezählt werden. Soweit also solche auftreten, können größere Werte für  $\varepsilon$  wohl verständlich sein.

Eine andere Methode ist die der direkten Ladungsmessung. Die Kathodenstrahlen treten in einen luftgefüllten Raum ein, in dem einerseits Zahl und Geschwindigkeit der Elektronen, andererseits nach den üblichen Methoden die Ionisierung gemessen wird. Sie ist bisher nur bei verhältnismäßig langsamen Elektronen angewandt worden. Die erste Bestimmung stammt von Johnson<sup>1)</sup>, der bis zu 200 Volt Geschwindigkeit  $\varepsilon = 36$  Volt/Ionenpaar fand. Eine spätere Untersuchung von Anslow<sup>2)</sup> im Geschwindigkeitsbereich von 30—2500 Volt ergab sehr undefinierte Ergebnisse. Lehmann und Osgood<sup>3)</sup>, die den Bereich von 200—1000 Volt untersuchten, fanden für  $\varepsilon$  den konstanten Wert von 45 Volt/Ionenpaar. Auf etwas höhere Geschwindigkeiten erstreckt sich eine Untersuchung von Buchmann<sup>4)</sup>, der zwischen 4 und 13 kV  $\varepsilon$  konstant und der Größe nach zu  $31 \pm 3$  Volt/Ionenpaar fand. Über eine ähnliche Untersuchung von Schmitz<sup>5)</sup> im Bereich von 1—9 kV liegt bisher nur eine kurze vorläufige Veröffentlichung vor. Die etwas unsicheren Ergebnisse lassen einen  $\varepsilon$ -Wert von etwa 45 Volt/Ionenpaar erkennen. Eine wesentliche Schwierigkeit bei Messungen an langsamen Kathodenstrahlen scheint darin zu bestehen, daß das Hochvakuum nicht durch eine Folie, gegen den Luftdruck in der Ionisierungskammer abgeschlossen werden kann, sondern durch einen engen Kanal direkt mit dem Ionisierungsraum kommunizieren muß. Da mit zunehmenden Kathodenstrahlgeschwindigkeiten das Druckgefälle notwendig größer gewählt werden muß, sind die undefinierten Resultate von Anslow und Schmitz wohl zum Teil darauf zurückzuführen. Nur Buchmann konnte bei den etwas höheren Geschwindigkeiten eine Trennung der Räume durch dünne Zelluloidhäutchen vornehmen.

1) J. B. Johnson, Phys. Rev. 10. S. 609. 1917.

2) G. A. Anslow, Phys. Rev. 25. S. 484. 1925.

3) J. F. Lehmann u. T. H. Osgood, Proc. Roy. Soc. 115. S. 609. 1927.

4) E. Buchmann, a. a. O.

5) W. Schmitz, Phys. Ztschr. 29. S. 846. 1928.

Für größere Geschwindigkeiten, wie sie in der vorliegenden Arbeit untersucht wurden, liegen bisher keine Messungen nach dieser Methode vor. Die Kenntnis in diesem Geschwindigkeitsgebiet wird aus Messungen nach einer dritten, mehr indirekten Methode abgeleitet und sie besteht darin, daß die Ionisierungswirkung an Röntgenstrahlen untersucht wird. Bekanntlich bilden die Röntgenstrahlen beim Durchgang durch Gase primäre Photoelektronen von einer Energie, die durch die Einsteinsche Gleichung  $eV = h\nu$  bestimmt ist. Es sind also die Photoelektronen, die sekundär die Ionisierung des Gases besorgen. Da die von einem absorbierten Quant  $h\nu$  gebildete Anzahl  $S$  der Ionen gleich sein muß der von einem Kathodenstrahl gebildeten, vorausgesetzt natürlich, daß für seine Geschwindigkeit die Einsteinsche Gleichung erfüllt ist, so ist dadurch eine Methode gegeben, mittels Röntgenstrahlen von bekannter Energie und Frequenz die Ionisierungswirkung von Kathodenstrahlen zu untersuchen. Die Schwierigkeit, die auch die erreichbare Genauigkeit begrenzt, liegt hier vor allem in der Absolutmessung der sehr geringen Energie, die es unmöglich macht, mit vollkommen monochromatischer Strahlung zu arbeiten. Die Verwendung inhomogener Strahlung kann aber eine sehr große Unsicherheit mit sich bringen. Eine Reihe von Untersuchungen aus dem Bonner Röntgeninstitut<sup>1)</sup> haben wohl aus diesen Gründen nicht zu eindeutigen Resultaten geführt.

Eine Untersuchung von Kulenkampff<sup>2)</sup> sucht die erwähnte Unsicherheit dadurch zu eliminieren, daß die spektrale Zusammensetzung der Röntgenstrahlung jeweils gesondert gemessen wurde. Die Untersuchung wird dadurch zwar erheblich kompliziert, dafür dürfte aber das Ergebnis verhältnismäßig gut gesichert sein. Kulenkampff findet in einem Bereich von 7–22 kV (2–0,56 ÅE), daß  $\epsilon$  konstant ist. Der Absolutwert wird zu  $\epsilon = 35 \pm 5$  Volt/Ionenpaar angegeben.

1) B. Boos, *Ztschr. f. Phys.* **10**. S. 1. 1922; L. Grebe, *Ztschr. f. Phys.* **24**. S. 264. 1924; *Phys. Ztschr.* **25**. S. 599. 1924; L. Grebe u. L. Kriegesmann, *Ztschr. f. Phys.* **28**. S. 91. 1924; L. Kriegesmann, *Ztschr. f. Phys.* **32**. S. 542. 1925; H. Kircher u. W. Schmitz, *Ztschr. f. Phys.* **36**. S. 484. 1926. — Wie Rump (a. a. O.) bemerkt, ist in der letztgenannten Arbeit ein Rechenfehler unterlaufen, demzufolge die gemessenen Daten nicht wie angegeben  $\epsilon = 21$ , sondern  $\epsilon = 210$  Volt/Ionenp. ergeben. Dies deutet auf eine erhebliche unbekannte Fehlerquelle hin.

2) H. Kulenkampff, *Ann. d. Phys.* **79**. S. 97. 1926.

Nach wesentlich kürzeren Wellenlängen, d. h. größeren Kathodenstrahlgeschwindigkeiten erstreckt sich eine spätere Arbeit von Rump.<sup>1)</sup> In den Ergebnissen schließt sich diese Arbeit recht gut denen von Kulenkampff an. Rump erhält einen ebenfalls konstanten Wert von  $\varepsilon = 33$  Volt/Ionenpaar für Geschwindigkeiten von 28—100 kV (0,43—0,12 ÅE).

Eine elegante Lösung der schwierigen Energiebestimmung der Röntgenstrahlung ist schließlich von Steenbeck<sup>2)</sup> ausgeführt worden. Statt, wie in den bisherigen Untersuchungen, die Energie durch die Wärmewirkung zu messen, bestimmt er mit einem Geigerschen Spitzenzähler direkt die Anzahl Quanten  $h\nu$  des Röntgenstrahls. Seine Messungen ergaben für zwei Geschwindigkeiten von 5,4 und 8 kV (2,289 bzw. 1,541 ÅE) übereinstimmend  $\varepsilon = 28$  Volt/Ionenpaar mit der allerdings sehr erheblichen Fehlergrenze von  $\pm 6$  Volt.

Nach Fertigstellung dieser Arbeit wurde noch eine Abhandlung von Gaertner<sup>3)</sup> veröffentlicht, in der für Luft und eine Geschwindigkeit von etwa 8—10 kV durch Messung an Röntgenstrahlen  $\varepsilon$  zu  $36,4 \pm 3$  Volt/Ionenpaar gefunden wird.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der wahre Wert für  $\varepsilon$  zwischen 30 und 35 Volt liegen dürfte, daß aber in der bisherigen Kenntnis noch mit einer Unsicherheit von 20 Proz. zu rechnen ist. Wenn in einzelnen Untersuchungen auch eine größere Genauigkeit erreicht wurde, so bleibt doch, im Hinblick auf die Differenzen der verschiedenen Methoden, die Frage noch offen, ob und in welchem Maße  $\varepsilon$  von der Geschwindigkeit abhängig ist.

Für eine Neubestimmung war es also wünschenswert eine möglichst große und zuverlässige Genauigkeit zu erhalten und dafür schien die direkte Bestimmung an Kathodenstrahlen am sichersten. Außerdem sollte ein möglichst großer Geschwindigkeitsbereich erfaßt werden, der nach kleineren Geschwindigkeiten den Anschluß an die nach der gleichen Methode ausgeführten Messungen von Buchmann hergestellt. Nach großen Geschwindigkeiten war die Grenze durch die Dimensionen der Apparatur mit etwa 60 kV gegeben.

1) W. Rump, Ztschr. f. Phys. 43. S. 254. 1927; 44. S. 396. 1927.

2) M. Steenbeck, Ann. d. Phys. 87. S. 811. 1928.

3) O. Gaertner, Ann. d. Phys. 2. S. 94. 1920.

Zur Übersicht sei eine tabellarische Zusammenstellung der bisherigen Ergebnisse wiedergegeben, soweit sie nach dem oben Gesagten als zuverlässig erscheinen.

Beobachter	Methode	Geschwindigkeitsbereich kV	$\varepsilon$ Volt/Ionenpaar	Fehlergrenze
Wilson . . . . .	Auszählung der Nebeltröpfchen	22	26	?
Meitner . . . . .		43	45	?
Johnson . . . . .	Direkte Messung an Kathodenstrahlen	bis 0,2	36	$\pm 9$
Lehmann u. Osgood . . . . .		0,2—1	45	?
Buchmann . . . . .		4—13	31	$\pm 3$
Schmitz . . . . .		1—9	45	?
Kulenkampff . . . . .	Indirekte Messung an Röntgenstrahlen	7—22	35	$\pm 5$
Rump . . . . .		28—100	33	?
Steenbeck . . . . .		5,4; 8	28	$\pm 6$
Gaertner . . . . .		8—10	36	$\pm 3$

## II. Meßmethode und Einzelheiten der Apparatur

Da zu Beginn der Arbeit eine Gleichspannungsquelle für die Beschleunigung der Elektronen nicht zur Verfügung stand, wurden die Kathodenstrahlen durch eine Wechselspannung erzeugt. Um trotzdem eine homogene Geschwindigkeit zu erreichen, durchlaufen die Elektronen ein zum Kathodenstrahl senkrecht stehendes, angenähert homogenes Magnetfeld und gelangen nach einer Ablenkung von  $90^\circ$  durch eine Blende und ein Zelluloidfenster in die Meßkammer. Dortselbst wird einerseits die Größe des Elektronenstroms, andererseits die durch die Kathodenstrahlen hervorgerufene totale Ionisierung elektrometrisch bestimmt. Aus der gemessenen Gesamtionisierung und der bekannten Geschwindigkeit der Elektronen läßt sich der Energiewert  $\varepsilon$  für die Bildung eines Ionenpaares berechnen. Die Einzelheiten der Anordnung seien im folgenden erläutert.

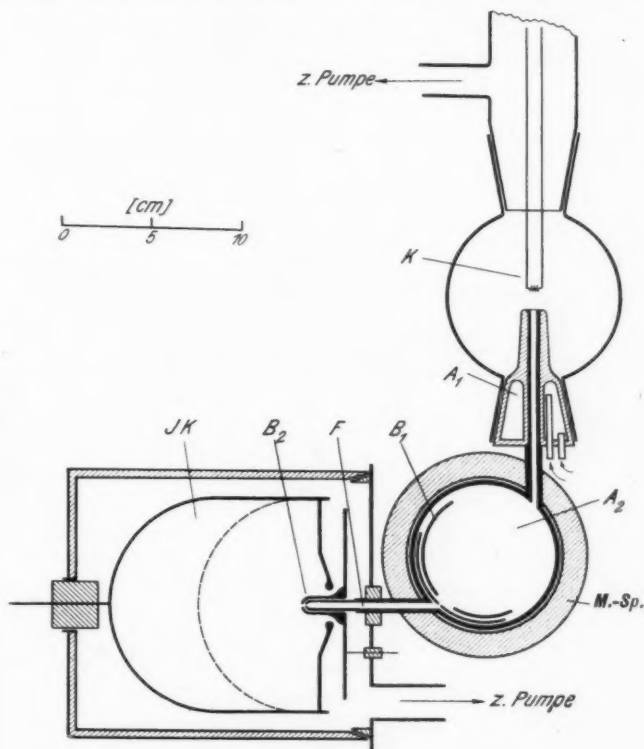
### Einzelheiten der Apparatur

#### 1. Erzeugung der Kathodenstrahlen

Zur Erzeugung der Kathodenstrahlen hat sich im Laufe der Zeit eine Konstruktion herausgebildet, wie sie in Fig. 1 und 2 schematisch skizziert ist. Auf der vollkommen aus Messing hergestellten Anode  $A_1$  bzw.  $A_2$  (näheres darüber siehe Abschnitt „Ablenkung im Magnetfeld“) saß mittels Schliffs die



eigentliche Entladungsröhre aus Glas. Durch zwei Pumpansätze (der eine, der sich an der Anode befand, ist in der Zeichnung weggelassen), verbunden mit einer Quecksilber-Stufenstrahlpumpe aus Glas, war für möglichst gutes Vakuum



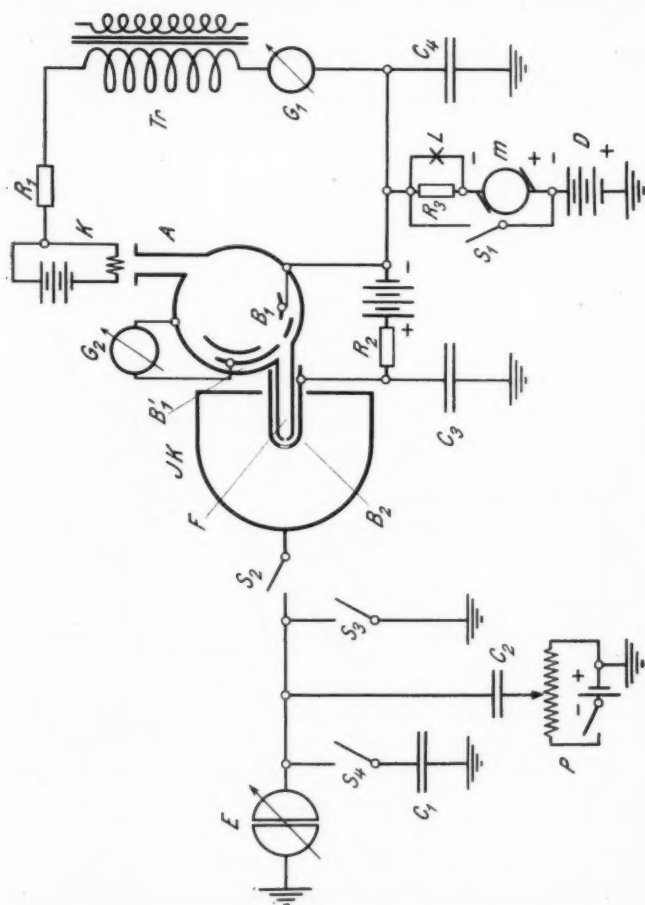
Versuchsanordnung

Fig. 1

gesorgt. Die Güte des Vakuums wurde mit einem Ionisationsmanometer kontrolliert (Druck etwa  $10^{-5}$  mm Quecksilber), der Quecksilberdampf wurde mit flüssiger Luft ausgefroren.

Im Oberteil der Röhre war die Wolframglühkathode *K* eingekittet, die an Hochspannung lag und von einer Akku-

mulatorenbatterie von 6 Volt gespeist wurde. Der Glühfaden war von einem Eisenzylinder umgeben, um die Kathodenstrahlen etwas zu fokussieren.



Schaltungsschema  
Fig. 2

Die Hochspannung wurde erzeugt durch einen von Siemens-Schuckert gebauten Spannungswandler *Tr* modernster Konstruktion für 1 kW-Leistung. Dieser wurde mit 50 periodigem

Wechselstrom eines Umformeraggregates beschickt, das seinerseits mit Akkumulatoren betrieben wurde, um konstante Primärspannung und Frequenz am Transformator zu gewährleisten. Zum Schutz des Spannungswandlers gegen Überschläge war in den Röhrenkreis ein Silitwiderstand  $R_1$  von  $2\text{ M}\Omega$  eingebaut; der Spannungsabfall war in den meisten Fällen zu vernachlässigen. Eine Abdrosselung der positiven Halbperiode war nicht nötig, da die Röhre selbst Scheitelwerte von 75 kV mit Leichtigkeit aushielt. Die Gesamtemission wurde für die Kontrolle mit einem unempfindlichen Spiegelgalvanometer  $G_1$  abgelesen.

## 2. Ablenkung im Magnetfeld

Die Anode, in der auch die Erzeugung des Geschwindigkeitsspektrums erfolgte, bestand im wesentlichen aus 3 Teilen:

- a) dem wassergekühlten Schliff  $A_1$ , auf dem die übrige Glasapparatur saß;
- b) der Ablenkungstrommel  $A_2$  und
- c) dem Fensterkanal  $F$ , der durch ein Zelluloidfenster die Hochvakuumapparatur abschloß.

Der Schliff  $A_1$  war durchbohrt, so daß durch den Kanal von 5 mm Weite die Elektronen in das Magnetfeld gelangen konnten.

Auf die Ablenkungstrommel  $A_2$  (Durchmesser 80 mm) war von außen her die Magnetspule M.-Sp. geschoben (ebenfalls wassergekühlt), die aus zwei Teilen von je 80 mm Länge, 80 mm innerem und 110 mm äußerem Durchmesser bestand. Jede Spule war mit 500 Windungen Kupferdraht versehen. Der Magnetisierungsstrom, der von 0,3—2 Amp. variiert werden konnte, wurde von einer Akkumulatorenbatterie geliefert und konnte durch ein Siemens-Halske  $10\ \Omega$ -Instrument auf 1 Promille genau abgelesen werden. Die Feldstärken des Ablenkungsmagneten betrugen 60—140 Gauß, je nach der gewünschten Primärgeschwindigkeit der Elektronen.

Der Fensterkanal  $F$  diente dazu, den Elektronenaustritt aus dem Fenster im Innern der Meßkammer  $IK$  möglichst gut in das Zentrum der Auffange-Kugelelektrode hineinverlegen zu können. Die gesamte Länge des Kanals, gemessen von der Ablenkungstrommel bis zum Fenster betrug 80 mm, hatte die ersten 40 mm eine innere Weite von 5 mm und verengte sich dann auf 3 mm. Das Fenster selbst war auswechselbar, die

Öffnung besaß bei den endgültigen Messungen einen Durchmesser von 0,3 mm. Ein über die Öffnung gespanntes Zelluloidhäutchen von etwa  $0,1 \mu$  Dicke verhinderte das Eindringen von Luft aus der Meßkammer in das Hochvakuum. Der Geschwindigkeitsverlust, den die Elektronen beim Durchgang durch die Folie erleiden, wurde in einer gesonderten Apparatur untersucht.

Eine aus zwei Teilen bestehende Blende  $B_1$  war so angeordnet, daß in erster Linie der durch den Fensterkanal gehende Kathodenstrahl justiert werden konnte, um innere Reflexionen an der Kanalwand zu vermeiden. Außerdem erwies es sich als wünschenswert, nicht die Gesamtemission konstant zu halten, sondern nur einen Teil des Geschwindigkeitsspektrums auf Konstanz zu prüfen. Durch Blende  $B_1$  traf der zu kontrollierende Teil auf Blende  $B_1'$ , von dem bei günstiger Justierung der Anordnung wiederum ein Teil durch den Fensterkanal in die Kammer gelangte. Die auf den zweiten Blendenteil  $B_1'$  auftreffende Teilemission wurde mit einem Edelmannschen Spiegelgalvanometer  $G_2$  (normale Empfindlichkeit für 1 m Skalenabstand und 1 mm Ausschlag:  $3,4 \cdot 10^{-10}$  Amp.) gemessen. Diese Anordnung erwies sich als so empfindlich, daß die kleinsten Verschiebungen des Spektrums, hervorgerufen durch Änderungen der Primärspannung, und kleine Schwankungen der Gesamtemission sofort bemerkt werden konnten.

Ablenkungstrommel  $A_2$  sowohl wie auch Blende  $B_1$  waren ebenfalls wassergekühlt.

### 3. Meßkammer

Auf eine 5 mm dicke Messinggrundplatte von 160 mm Durchmesser konnte durch einen konischen Schliff eine am Ende geschlossene zylindrische Kammer (aus Messing) von 170 mm Länge, 135 mm innerem Durchmesser und 3 mm Wandstärke luftdicht aufgesetzt werden.

Der Luftdruck in der Meßkammer wurde von  $10^{-3}$  mm Hg bis Atmosphärendruck mit einer Diffusionsstufenstrahl- bzw. Ölpumpe variiert, die Druckmessung geschah in dem Bereich von 1 mm Hg bis Atmosphärendruck mit einem offenen Hg-Manometer.

Als Auffangelektrode diente eine halbkugelförmige Elektrode von 120 mm Durchmesser mit rückseitiger Verschußplatte, um Intensitätsverluste durch Rückdiffusion und sekundär an der Elektrode ausgelöster Elektronen zu verhindern. Für kleinere

Geschwindigkeiten (bis zu 35 kV) stand die Elektrode näher dem Fenster (gestrichelt eingezeichnet) und konnte bei den größeren Geschwindigkeiten weiter nach rückwärts verlegt werden.

Sie diente einerseits als Auffänger für Elektronen, andererseits auch als Auffänger für die negativen Ionen, während das Fenster die spannungsführende Elektrode war.

Durch das Verlegen des Fensters in das Innere der Auffangelektrode war bei angelegter Spannung der Maschine  $M$  für die Ionenmessung ein einigermaßen radiales elektrisches Feld gewährleistet, außerdem war durch Benutzen des Fensters als zweite Kammerelektrode an den Stellen der größten Iondichte zugleich auch die größte elektrische Felddichte gegeben, so daß eine Wiedervereinigung der Ionen, die bei der intensiven Ionisierung sehr lästig werden konnte und auf die später noch eingegangen wird, zu beseitigen war. Eine auf das Fenster aufgesetzte und positiv geladene Blende  $B_2$  entfernte die beim Durchgang durch die Folie und die Fensteröffnung gebildeten Sekundärelektronen. Die Blendenöffnung  $B_2$  hatte einen Durchmesser von 1,5–2 mm und saß ganz dicht am Fenster, so daß selbst bei weitgehendster Variation des Luftdruckes in der Meßkammer kein Abnehmen der Intensität des primären Strahls infolge des bei hohen Drucken ganz diffusen Verlaufes wahrgenommen werden konnte. Die Fläche der in die Meßelektrode hineinragenden Fensterblende betrug etwa  $\frac{1}{2}$  Proz. der gesamten Auffangefläche. Wie sich durch Messungen herausstellte, waren Intensitätsverluste durch rückdiffundierende Elektronen nicht vorhanden. Sekundär an der Elektrode ausgelöste Elektronen liefen gegen das durch Batterie  $D$  hergestellte Feld Fenster-Auffangelektrode nicht mehr an.

Die Form des Abschlußdeckels (wie in Fig. 1 skizziert) war nicht willkürlich so gewählt, sondern durch Versuche als für die Feldverteilung am günstigsten gefunden. Eine luftdichte Bernsteinführung gestattete die Verbindung der Auffangelektrode mit dem Elektrometer.

#### 4. Schaltung für die Messung des Elektronen- bzw. Ionenstromes

Der bei emittierendem Glühfaden über Kathode  $K$ , Silitwiderstand  $R_1$ , Transformator  $Tr$ , Galvanometer  $G_1$  und Anode  $A$  geschlossene Transformatorkreis lag bei Elektronenmessung

mittels des Erdungsschalters  $S_1$  auf der Anodenseite über 20 Volt Akkumulatorenatterie an Erde. Fensterblende  $B_2$  bekam ihre positive Spannung (etwa 10 Volt) von einer Trockenbatterie.  $R_2$  war ein Schutzwiderstand, da sich manchmal in der Kammer rätselhafte Entladungserscheinungen, verbunden mit Verbrennungen der Elektroden, zeigten. Da es des öfteren vorkam, daß eine momentane Überspannung oder ein Spannungsstoß, herrührend von einer schwachen Gasentladung, die Blende  $B_2$  durch Influenz auflud, wurde eine Kapazität  $C_3$  von 4 MF parallel geschaltet. Die Größe der negativen Spannung  $D$  zur Verhinderung des Zurücklaufens sekundär ausgelöster langsamer Elektronen wurde durch Versuch ermittelt.

Für die Ionisierungsmessung wurde das ganze System bei geöffnetem Schalter  $S_1$  durch die Gleichstrommaschine  $M$  auf 800—1500 Volt negativ aufgeladen, so daß das Fenster als Elektrode die gesamten positiven Ionen abführte. Die Messung der negativen Ionen wurde deshalb vorgezogen, weil sowohl Elektronen- wie Ionenaufladung am Elektrometer den Ausschlag in gleicher Richtung hervorriefen und eine Unsymmetrie, wie sie bei entgegengesetzten Ausschlägen häufig vorkommt, nicht berücksichtigt werden mußte. Der bei der Ionisation mitgemessene Elektronenstrom konnte bei der starken Ionisierung vernachlässigt werden.  $R_3$  war ebenfalls ein Schutzwiderstand mit parallel geschalteter Glimmlampe  $L$ , um eventuelle Glimmentladungen oder Überschläge in der Kammer anzuzeigen. Zur Spannungsberuhigung lag hier ebenfalls eine Kapazität  $C_4$  von 4 MF parallel.

#### Elektrometeranordnung

Alle Meßleitungen, die zur Bestimmung des Elektronen- bzw. Ionenstroms dienten, waren mit Bernstein isoliert und die gesamte Isolation war für die Dauer einer Wertbestimmung (1—2 Min. Aufladezeit) vollkommen ausreichend. (Spannungsverlust etwa 1 Promille pro Minute.) Die Elektrometerleitung konnte durch einen bernsteinisolierten Quecksilberschalter  $S_2$  getrennt werden. Das geschah deshalb, um Ablesefehler, wie sie bei Messungen von Aufladezeiten durch die Eigenschwingungen des Elektrometers hervorgerufen werden können, zu vermeiden.  $S_3$  war Erdungsschalter. Da es sich bei der Messung des Elektronen- bzw. Ionenstroms um Aufladeströme von ganz verschiedener Größenordnung handelt, entstand die Frage, wie

man die Bestimmung des Ionenstroms am besten und genauesten vornehmen könnte. Es bestünde ja die Möglichkeit, den etwa 300—2000 mal größeren Ionenstrom mit einem hochempfindlichen Galvanometer oder einem Elektrometer mit Ableitungswiderstand zu messen, es wurde aber wegen der Genauigkeit vorgezogen, ihn mit dem gleichen Elektrometer unter Vergrößerung der Kapazität zu bestimmen.  $S_4$  war ein Quecksilberschalter zum Zuschalten der Kapazität  $C_1$  zum Elektrometer. Die Messung der Ströme geschah also durch Bestimmung des Kapazitätsverhältnisses, die sehr genau ausführbar war. Die Kapazität bestand aus zwei großen, parallelgeschalteten und mit Bernstein isolierten Plattenkondensatoren von etwa 20000 cm Kapazität. Meßkammer mit Zuleitungen und Elektrometer hatten im Mittel eine Kapazität von 140 cm. Mittels eines kleinen Zylinderkondensators  $C_2$  und eines Potentiometers  $P$  konnte nach jedesmaligem Auseinandernehmen der Kammer das Verhältnis der Kapazitäten nachgeprüft werden.  $E$  war ein Binantelektrometer mit einer Empfindlichkeit von  $1,5 \cdot 10^{-3}$  Volt pro Millimeter bei 3 m Skalenabstand. Sämtliche Leitungen und Kapazitäten waren in geerdeten Gehäusen untergebracht.

### III. Messung der Geschwindigkeit der Elektronen

Für die Ermittlung der absoluten Geschwindigkeit der bei  $F$  in die Kammer eintretenden Elektronen war einerseits die genaue Kenntnis der Transformatorspannung bzw. die Größe des Ablenkungsfeldes nötig, anderseits mußte der Geschwindigkeitsverlust in der Folie bekannt sein. Durch die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen war es zwar nicht möglich, eine absolut homogene Geschwindigkeit zu erreichen, aber aus den geometrischen Dimensionen der Apparatur ergab sich, daß die Elektronen an der Fensteröffnung nur ein Geschwindigkeitsintervall von  $\pm 1/2$  Proz. besaßen.

#### 1. Bestimmung der Transformatorspannung und Eichung des Magnetfeldes

Bei der äußerst geringen Belastung des Transformators durch den Emissionsstrom der Röhre (etwa  $10^{-5}$  Amp. Gesamtmission) war das Verhältnis der Sekundär- zur Primärspannung selbst bis zu den höchsten Spannungen gleich dem Übersetzungsverhältnis. Der Spannungsverlauf wurde probe-

weise oszillographisch aufgenommen und ergab sich absolut sinusförmig, so daß für die Scheitelspannung das  $\sqrt{2}$ -fache der Effektivspannung angenommen werden durfte. Letzteres war sehr wichtig für die zu erörternde Eichung des Ablenkungsfeldes.

Man konnte nun eine Geschwindigkeitseichkurve, abhängig vom Magnetisierungsstrom aufnehmen, wenn man bei angelegter Wechselspannung für verschiedene Primärspannungen (bzw. für die im angegebenen Übersetzungsverhältnis um-

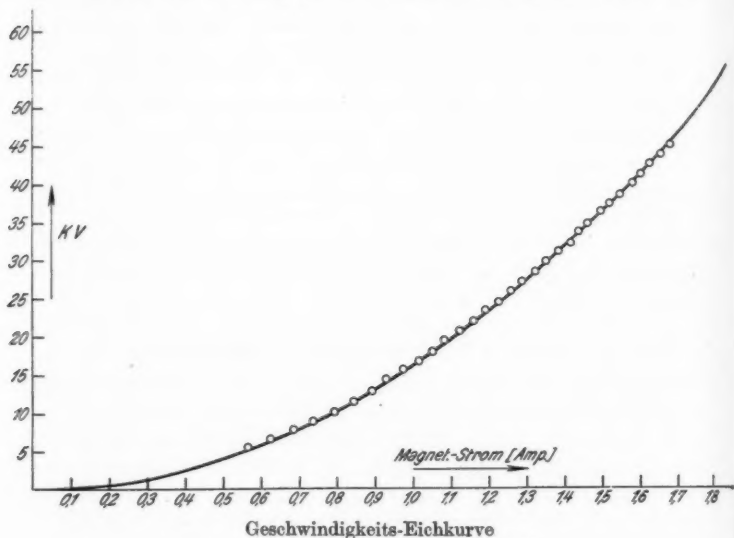


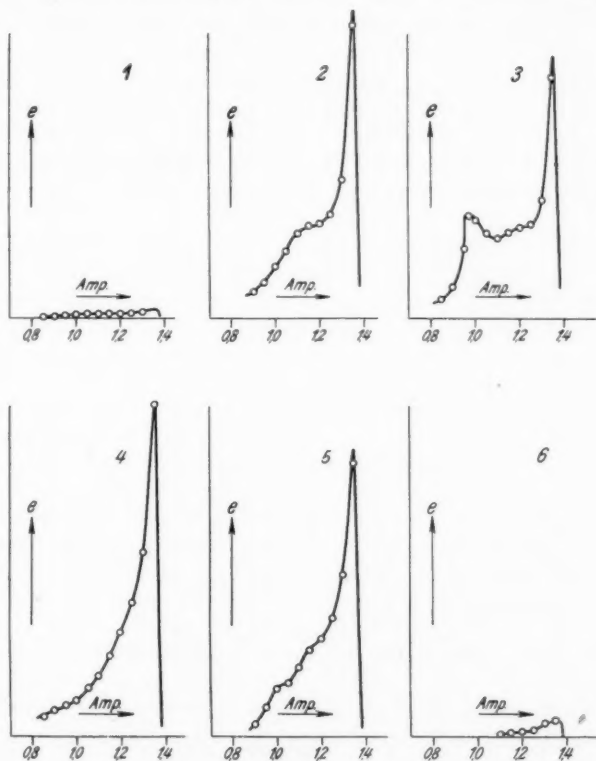
Fig. 3

gerechnete Sekundärspannung) den Magnetstrom angefangen von höheren Stromstärken solange verringert, bis eben die Elektronen von der Geschwindigkeit des Scheitelwertes der betreffenden Spannung durch  $B_1$  und das Fenster  $F$  zur Messung gelangen. Der in diesem Moment abgelesene Magnetisierungsstrom ist ein Maß für den betreffenden Scheitelwert. Auf diese Weise sind die in Fig. 3 eingezeichneten Punkte erhalten worden.

Bei dieser Eichung war vor allem darauf zu achten, daß die Elektronen mit der vom Magnetfeld einregulierten Geschwindigkeit auch tatsächlich den Fensterkanal durchlaufen,



ohne reflektiert zu werden. Eine diesbezügliche Kontrolle war auf folgende Weise leicht möglich. Verringert man nämlich den Magnetisierungsstrom immer mehr, so bekommt man



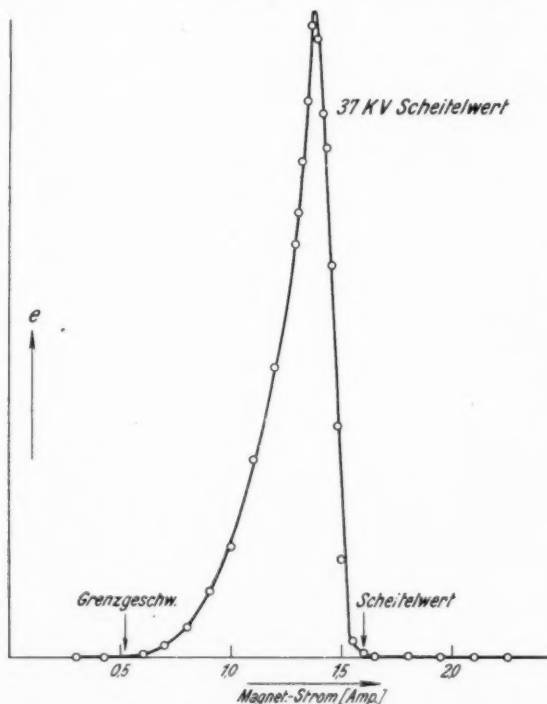
Intensitätsverteilung im Geschwindigkeitsspektrum bei verschiedenen Stellungen der Blende  $B_1$

Fig. 4

im Elektrometer für eine beliebig eingestellte Primär- bzw. Sekundärspannung die Intensitätsverteilung des gesamten Geschwindigkeitsspektrums.

Eine günstige Justierung des den Fensterkanal durchlaufenden Kathodenstrahls erhielt man nun dadurch, daß die

Blende  $B_1$  so lange verschoben wurde, bis eine kontinuierliche Intensitätsverteilung im Geschwindigkeitsspektrum nachweisbar war. Wie stark sich der Verlauf der Kurve bei verschiedenen Stellungen der Blende  $B_1$  verändern könnte, zeigt Fig. 4. Darin sind von 1—6 Blendenstellungen angegeben, angefangen von der



Intensitätsverteilung im Geschwindigkeitsspektrum

Fig. 5

oberen Kante des Fensterkanals (1) über die Mitte (3) zur anderen Extremstellung an der unteren Kanalkante (6). Man sieht, wie durch die Streuung des Ablenkungsmagneten im Inneren des Kanals Krümmungen und Reflexionen des Kathodenstrahls hervorgerufen werden. Für die Messungen wurde nun  $B_1$  so eingestellt, daß die Kurve einen kontinuierlichen

Verlauf nimmt (Stellung zwischen 4 und 5). Die Kurve der Fig. 5 zeigt die Intensitätsverteilung für 37 kV Scheitelspannung, entsprechend einem Magnetisierungsstrom von 1,6 Amp., bei richtig einjustierter Blende. Die Grenze der kleineren Geschwindigkeiten ist nicht gegeben durch den Momentanwert 0, sondern durch die Grenzgeschwindigkeit für eine bestimmte Foliendicke, im vorliegenden Fall etwa 0,5 Amp., entsprechend ungefähr 5 kV. Durch dieses Geschwindigkeitspektrum war es möglich, bei Untersuchung einer gewissen Primärgeschwindigkeit (eingestellt also durch den Magnetisierungsstrom) mit verschiedenen Scheitelwerten der Spannung zu arbeiten.

Es blieb nun noch die Frage zu beantworten, ob das von der Firma angegebene Übersetzungsverhältnis auch das richtige war. Es wurde deshalb die Sekundärspannung, allerdings unter Vorschalten eines Schutzwiderstandes von  $2\text{ M}\Omega$ , durch Überschlag an 5 cm Kugeln nachkontrolliert. Das Ergebnis wäre zwar als hinreichend gut zu bezeichnen gewesen (es ergab sich das angegebene Übersetzungsverhältnis), aber trotzdem wurde versucht, noch auf eine andere Weise Sicherheit darüber zu erhalten. Die Frage konnte auch, wie gezeigt wird, auf ganz einfache Art mit Hilfe des Ablenkungsfeldes gelöst werden. Benutzt man nämlich für die Beschleunigung der Elektronen nicht Wechselspannung, sondern Gleichspannung von genau meßbarer Größe (im vorliegenden Falle 500—1000 Volt, gemessen mit einem Siemens und Halske  $10\ \Omega$ -Instrument) und wählt den Strom des Ablenkungsmagneten gerade so, daß der Elektronenstrahl durch die Blende  $B_1$  und die Fensteröffnung  $F$  in die Kammer gelangen kann, so gibt die Größe des Magnetisierungsstromes wiederum ein Maß für die betreffende Geschwindigkeit. Voraussetzung ist natürlich, daß das Zelluloidfenster entfernt ist.

Auf diese Weise wurden die steilen Maxima der Fig. 6a bei Variation des Magnetfeldes und bei Beschleunigungsspannungen von 540, 630, 720, 810, 900 und 990 Volt erhalten. Die Ordinate zeigt die Aufladung im Elektrometer. In Fig. 6b ist die Eichkurve gezeigt, wie sie sich aus den Werten von Fig. 6a ergibt.

Da weder in der Anode noch in der Spule Eisen verwendet wurde, müssen die für kleine Kathodenstrahlgeschwindig-

keiten bestimmten Magnetisierungsströme sich einfach proportional auf größere Geschwindigkeiten umrechnen lassen. Auf diese Weise wurde die in Fig. 3 ausgezogene Kurve ge-

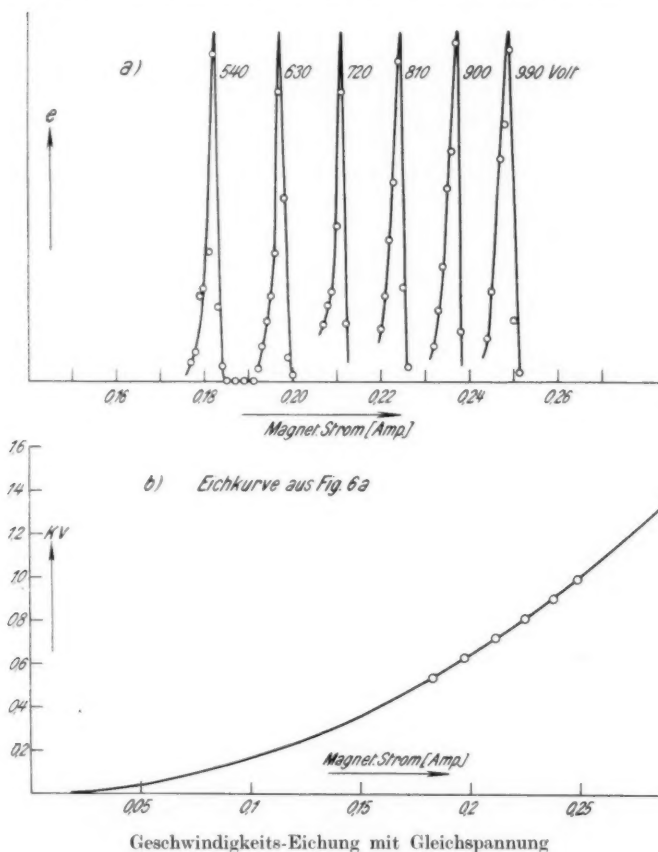


Fig. 6

wonnen. Man sieht, daß sie sich vollkommen mit den aus den Scheitelwerten der Hochspannung bestimmten Meßpunkten überdeckt, so daß das Übersetzungsverhältnis als richtig angenommen werden konnte. Diese Eichkurve wurde bei Be-

stimmung aller Geschwindigkeiten benutzt und nach jedesmaligem Ersetzen eines neuen Fensters nachkontrolliert.

## **2. Bestimmung des Geschwindigkeitsverlustes in der Folie**

Da in der Meßkammer bis zu Drucken von 1 Atmosphäre gearbeitet wurde, war eine Folie als Abschluß gegen das Hochvakuum unvermeidlich. Aluminium kam für so geringe Dicken infolge seiner vielen Poren nicht in Frage und deshalb wurde Zelluloid genommen. In üblicher Weise wurde eine Lösung vom käuflichen Zelluloid (nicht Filmzelluloid) und Amylacetat (Zelluloid in Aceton lieferte zu wenig widerstandsfeste Folien) auf staubfreiem Wasser von etwa 30° C ausgegossen und die erstarrte Haut sobald als möglich vom Wasser weggenommen, auf einen Rahmen von 60 mm Durchmesser gespannt und rasch getrocknet, um Porenbildung zu vermeiden. Auf diese Weise bekam man einen größeren Vorrat einer gleichmäßig dicken Folie und konnte nach Bedarf davon nehmen. Etwas ungleichmäßige Folien zeigten sehr intensive Interferenzfarben und man konnte auf diese Weise Flächen gleicher Dicke sehr gut erkennen. Von diesen gleichmäßigen Vorratsfolien wurde ein Teil auf Geschwindigkeitsverluste untersucht, während der übrige für Fenster benutzt werden konnte.

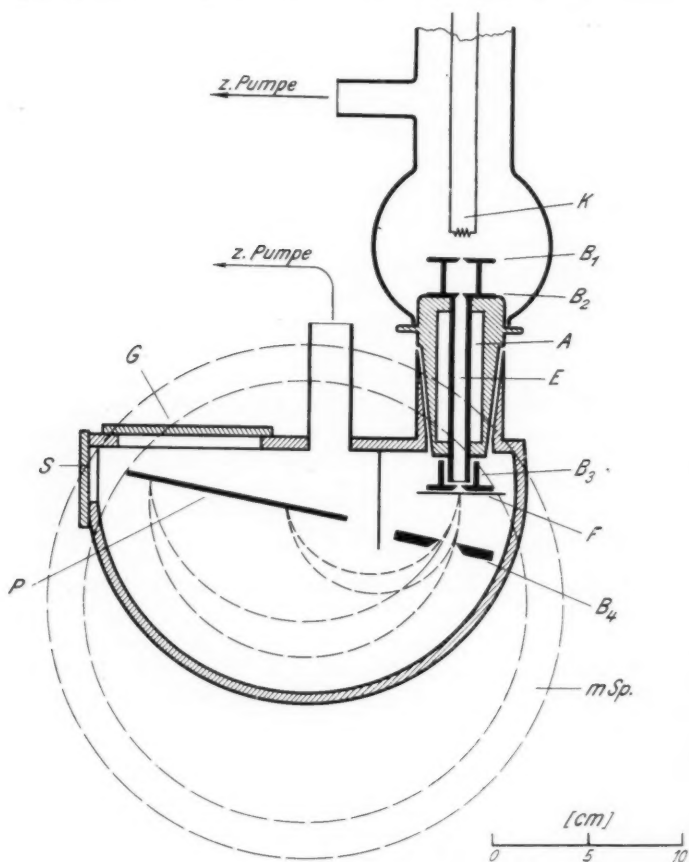
### **Apparatur zur Messung des Geschwindigkeitsverlustes, Meßmethode**

Die von einer Glühkathode emittierten Elektronen werden durch Gleichspannung beschleunigt, durchlaufen einige Blenden und gelangen durch einen Kanal in eine Ablenkungskammer. Hier werden sie je nach ihrer Geschwindigkeit durch ein senkrecht zum Kathodenstrahl stehendes magnetisches Feld in Kreisbahnen verschiedener Durchmesser abgelenkt und treffen nach der üblichen Fokussierungsmethode auf eine photographische Platte. Die Lage der Schwärzung auf der Platte gibt ein Maß für die Geschwindigkeit.

### **Einzelheiten der Apparatur**

Durch eine Stabilivoltanlage von Siemens-Halske wurde eine Gleichspannung erzeugt, die die von der Kathode K ausgehenden Elektronen beschleunigte (vgl. Fig. 7). Der Generator, der die Anlage mit Strom belieferte, lag an

einer Akkumulatorenbatterie, die Spannung konnte bei der geringen Belastung aus dem Übersetzungsverhältnis des Trans-



Apparatur zur Bestimmung des Geschwindigkeitsverlustes

Fig. 7

formators bestimmt werden. Der Kathodenstrahl wurde auf der Anode  $A$  durch zwei Lochblenden (Durchmesser 1 mm)  $B_1$  und  $B_2$  ausgeblendet und lief durch einen Eisenkanal  $E$  von

3 mm Wandstärke und 5 mm lichter Weite in die Ablenkungskammer. Es machte vorerst einige Schwierigkeiten, die Elektronen in das Magnetfeld zu bringen, ohne daß sie schon vorher im Kanal abgelenkt wurden. Es war deshalb auch nur Eisen für den Kanal verwendbar, da bei Verwendung anderer Materialien die Reflexionen im Innern infolge des Streufeldes schon so stark waren, daß die Elektronen mit erheblichen Geschwindigkeitsunterschieden aus dem Kanal kamen. Bis zu gewissem Grade konnte auch das Streufeld am unteren Ende des Eisenkanals noch lästig werden, aber durch günstige Justierung der Magnetspule und des Spaltes  $B_3$  konnte diese Störung behoben werden. Die Elektronen treffen sodann auf den Spalt  $B_3$  von etwa 0,05 mm Öffnung, unter dem die zu untersuchende Folie  $F$  befestigt werden konnte. Das senkrecht zur Strahlrichtung verlaufende Feld der Magnetspule krümmt die Elektronenbahnen und nach einer weiteren Ausblendung bei  $B_4$  (Spaltöffnung etwa 5 mm) wird bei vollkommen homogener Geschwindigkeit der Elektronen auf der photographischen Platte  $P$  eine scharfe Linie abgebildet.

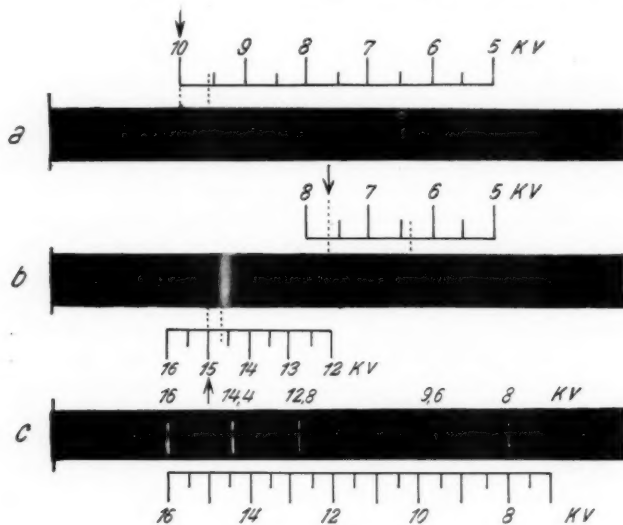
Bei geeigneter Wahl des Magnetfeldes und nach vorhergehender Geschwindigkeitseichung gibt die Lage der abgebildeten Linie und somit der Krümmungsradius der Bahn ein Maß für die Elektronengeschwindigkeit. Die Stärke des magnetischen Feldes wurde meistens so gewählt, daß man mit möglichst großen Krümmungsradien der Elektronenbahnen und somit mit einer größeren Genauigkeit arbeiten konnte. Verwendet man statt einer photographischen Platte einen Zinksulfidschirm, so kann die Verschiebung der Linien bei den variablen Geschwindigkeiten durch ein Glasfenster  $G$  beobachtet werden. Auf diese Weise war eine Eichung der Ablenkungsradien in Geschwindigkeiten sehr leicht möglich. Durch Abnahme des Planschliffes  $S$  konnte Platte oder Schirm seitwärts in die Apparatur gebracht werden.

Fig. 8 zeigt in Abb. c die Reproduktion einer Aufnahme bei konstant gehaltenem Magnetfeld aber verschiedenen Primärgeschwindigkeiten der Elektronen. (Die Linie für 16 kV ist wegen der Inhomogenität des Feldes etwas verbreitert.) Der darunter gezeichnete Maßstab gibt den Eichmaßstab wieder.

Bringt man nun hinter  $B_3$  eine die Geschwindigkeit reduzierende Folie, so erscheint auf  $P$  nicht mehr eine scharfe Linie,

vielmehr bildet sich ein Geschwindigkeitsspektrum aus, das sich je nach der Primärgeschwindigkeit über einen mehr oder weniger großen Bereich erstreckt.

Bild a und b der Fig. 8 geben ein derartiges Spektrum wieder. Zum Vergleich über die ungefähre Verteilung der Geschwindigkeiten mögen Bild a (bis 10 kV) und das rechte Spektrum von Bild b (7,7 kV) dienen. Beide Spektren sind bei gleichem



Geschwindigkeitsspektren

Fig. 8

Ablenkungsfeld aufgenommen, während das linke Spektrum von Bild b bei größerer Feldstärke erzeugt wurde. (Man vergleiche auch den dazu gezeichneten Geschwindigkeitsmaßstab!) Die Spektren besitzen nach größeren Geschwindigkeiten hin einen verhältnismäßig scharf ausgeprägten Kopf, während sie sich auf der Seite der kleineren Geschwindigkeiten allmählich verlieren. Für die Auswertung der Ergebnisse war die Lage der größten Schwärzung maßgebend (im Geschwindigkeitsmaßstab punktiert eingezeichnet), da es für die Messung nur auf die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen ankam.



Man ersieht aus den Bildern deutlich die Verschiebung des Schwärzungsmaximums gegen die Lage der durch einen Pfeil angedeuteten Primärgeschwindigkeit. Fig. 9 zeigt die Auswertung dieser Ergebnisse für die bei den Endmessungen benutzte Folie. Als Abszisse ist die Primärgeschwindigkeit aufgetragen, als Ordinate die entsprechenden Geschwindig-

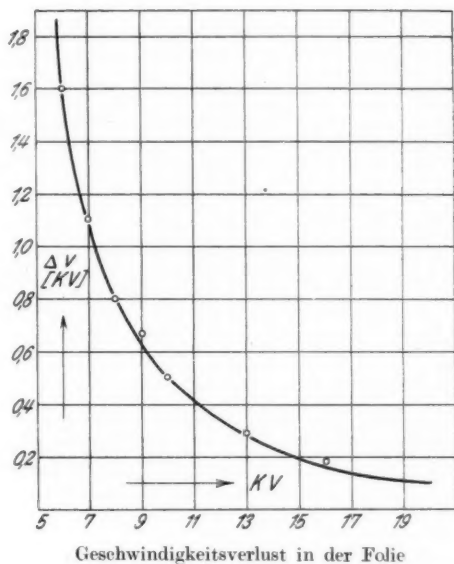


Fig. 9

keitsverluste in kV, wie sie sich aus den photographischen Aufnahmen ergaben.

Nach der Widdingtonschen Gleichung  $V_x^2 = V_0^2 - b x$  worin  $V_0$  die Anfangsgeschwindigkeit,  $V_x$  die Endgeschwindigkeit nach Durchlaufen der Schichtdicke  $x$ , und  $b$  eine von der Dichte abhängige Materialkonstante bedeuten, müßte eine exakte Hyperbel zu erwarten sein, da das Produkt aus Geschwindigkeitsverlust und der Primärgeschwindigkeit (beide ausgedrückt in Voltgeschwindigkeit) konstant sein muß, während sich hier ein steilerer Anstieg bei kleineren Primärgeschwindig-

keiten bemerkbar macht. In der Hauptsache wird diese Abweichung vom Umwegfaktor in der Folie herrühren.

Es ergibt sich somit die tatsächliche Geschwindigkeit der zur Messung gelangenden Elektronen, wenn man von dem durch das Magnetfeld eingestellten Geschwindigkeitswert den jeweiligen Folienverlust abzieht. Wie man aus den Kurven entnehmen kann, ist der Geschwindigkeitsverlust oberhalb 15 kV schon sehr gering, so daß eine etwaige Ungenauigkeit in der Bestimmung für die tatsächliche Geschwindigkeit ohne Einfluß ist. Denn selbst für 10 kV beträgt der Verlust nur 5 Proz., so daß auch die hier schon erhebliche Verbreiterung des Geschwindigkeitsbereiches für die genaue Bestimmung wenig ausmacht.

Man könnte schließlich auch noch vermuten, daß durch Anlegen der negativen Kammer Spannung bei der Ionisierung die Elektronen, vor allem bei kleineren Geschwindigkeiten, eine zusätzliche Beschleunigung im Meßraum erfahren. Allerdings ist zu bedenken, daß die Kammer Spannung sich nicht in vollem Maße bemerkbar machen kann, da die Elektronen das zusätzliche Feld wegen der Bahnkrümmungen nur teilweise durchlaufen. Ein etwaiger Einfluß dieser Art muß bei kleiner Primärgeschwindigkeit am stärksten sein, es zeigte sich jedoch bei einer Primärgeschwindigkeit von 9 kV und einer Erhöhung der Kammer Spannung von 500 auf 1500 Volt keine meßbar größere Ionisierung. Es ist also schon hier und demnach erst recht bei größeren Geschwindigkeiten dieser Einfluß zu vernachlässigen.

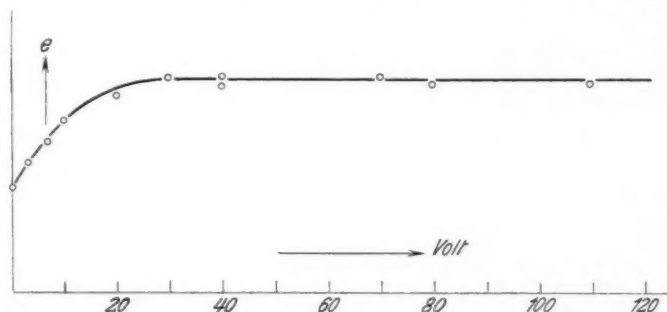
#### IV. Messung des Elektronenstromes

Normalerweise müßte es möglich sein, die Menge der durch das Fenster in den Meßraum gelangenden Elektronen bei jedem gewünschten Luftdruck in der Kammer zu messen, wenn man nur Sorge trägt, daß weder Fenster, noch irgendein anderer Metallteil in der Kammer ein elektrisches Potential gegen die Auffangelektrode besitzen. Auf diese Weise würden sich alle gebildeten Ionen wieder neutralisieren und nur die überschüssige negative Ladung der eingedrungenen Elektronen käme zur Messung.

Diese Vermutung hatte sich jedoch nicht bestätigt, denn schon die äußerst geringen Kontaktspannungen der Metalle gegeneinander genügten um einen Ionenstrom fließen zu lassen,

der die gesamte Elektronenaufladung überdeckte. Es mußte deshalb für jede Elektronenmessung alles Gas aus der Kammer entfernt werden, um jegliche Ionisation zu vermeiden. Es genügte nicht, mit einer Vorpumpe von etwa 1 mm Vakuum zu arbeiten, vielmehr mußte mit einer Diffusions-Stufenstrahlpumpe die Kammer luftleer gemacht werden.

Dieser Umstand bestimmte einzig und allein die Meßmethode, dermaßen, daß zuerst bei ausgepumpter Kammer ( $10^{-3}$  mm Hg) der Elektronenstrom und daran anschließend bei peinlichster Konstanthaltung aller Variablen die Ionisation in Luft bei geeignetem Druck gemessen wurde. Die Elektronenströme waren dabei größenordnungsmäßig  $10^{-14}$  bis  $10^{-13}$  Amp.



Elektronenstrom in der Meßkammer, abhängig von der Fensterspannung

Fig. 10

Wie weit eine Emission sekundär an der Auffangelektrode ausgelöster Elektronen von der Fensterspannung  $D$  abhängt, zeigt Fig. 10. In diesem Falle besaß die Blende  $B_2$  eine positive Spannung von 30 Volt und die Fensterspannung  $D$  wurde variiert bis zu  $-600$  Volt (in der Figur nur bis  $-120$  Volt gezeichnet). Die Ordinate gibt die Elektronenaufladung am Elektrometer wieder. Es zeigte sich, daß bei einer Spannung kleiner als 30 Volt infolge einer resultierenden positiven Blendenspannung gegen Erde die Sekundärelektronen zum Teil an die Blende gezogen wurden und infolgedessen die Aufladung zu klein gemessen wurde. Betrug jedoch die Fensterspannung  $-30$  Volt, so daß die resultierende Spannung gegen Erde 0 war, so war praktisch schon keine Intensitätsabnahme der

gemessenen Elektronen durch Zurückfliegen an die Blende  $B_2$  mehr bemerkbar. Wie schon erwähnt, wurde für die endgültigen Messungen  $D$  zu  $-20$  Volt,  $B_2$  zu  $+10$  Volt angenommen, so daß sich vorsichtshalber immer noch eine resultierende negative Blendenspannung gegen die Auffangelektrode bildete.

Die maximale Aufladung am Elektrometer betrug  $0,3$  bis  $0,4$  Volt.

#### V. Messung des Ionenstromes

Während für die Elektronenmessung Schalter  $S_1$  (vgl. Fig. 2) geschlossen war, wurde er für die Ionenmessung geöffnet, so daß von der Gleichstrommaschine  $M$  je nach Bedarf  $800$ — $1500$  Volt Kammerspannung über den Silit  $R_3$  an die Anode und somit an das Fenster gelegt werden konnte. Das sich ausbildende starke radiale elektrische Feld im Innern der Auffangelektrode sorgte für die gesamte Trennung der entgegengesetzt geladenen Ionen.

Für die genaue Bestimmung der totalen Ionisation waren vor allem zwei Einflüsse zu untersuchen und zu prüfen, nämlich:

- a) die Sättigung in Abhängigkeit von der Kammerspannung,
- b) die Sättigung in Abhängigkeit vom Kammerdruck.

Die Größe der Kammerspannung ist bedingt durch die Ionendichte und es war zu erwarten, daß bei größerer Intensität der primären Elektronen und größerer Geschwindigkeit auch die Kammerspannung erhöht werden muß. In Fig. 11 ist die Abhängigkeit der Sättigung von der angelegten Kammerspannung gezeigt. Für die Kurvenschar bei  $20,2$  kV Geschwindigkeit ist als Parameter der Gesamtemissionsstrom gewählt, er betrug bei der untersten Kurve ungefähr  $1 \cdot 10^{-4}$  Amp. und verhielt sich für die beiden anderen Kurven ungefähr wie  $1:2:3$ . Fig. 11b zeigt eine ebensolche Abhängigkeit bei  $50$  kV und einer Gesamtemission von ebenfalls  $1 \cdot 10^{-4}$  Amp. Man sieht deutlich, wie die Kammerspannung von  $200$  Volt (bei  $20,2$  kV) auf  $900$  Volt (bei  $50$  kV) erhöht werden mußte, um bei gleichem Elektronenstrom Sättigung zu erreichen.

Für die Messungen wurde die Gesamtemission ungefähr auf den zehnten Teil verringert, so daß man sicher mit Sättigung arbeiten konnte.

Die Größe des Luftdruckes in der Kammer war für die Messung bedingt durch die maximale Reichweite der primären

Elektronen. Er mußte unbedingt so gewählt werden, daß sich die Elektronen auf einer Wegstrecke von 60 bzw. 120 mm (gegeben durch die Entfernung der Auffangelektrode vom Fenster) vollkommen totlaufen konnten. Durch das Einbiegen

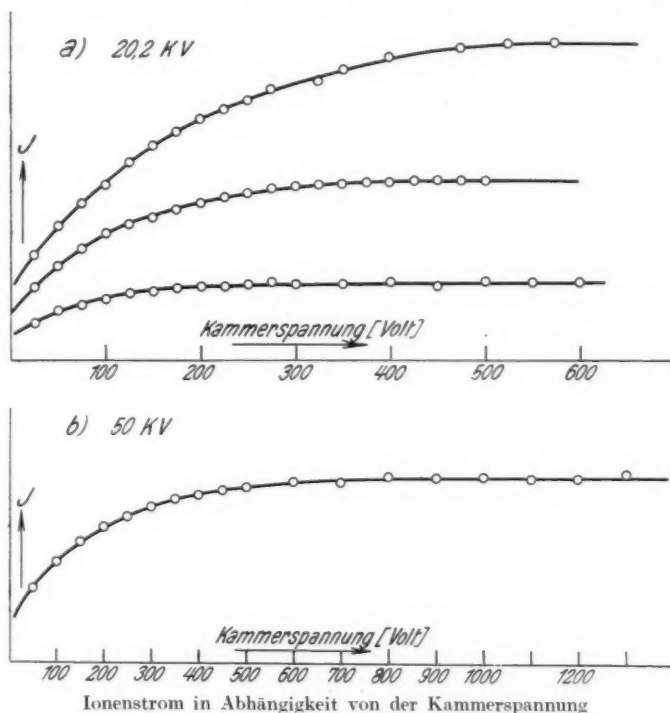


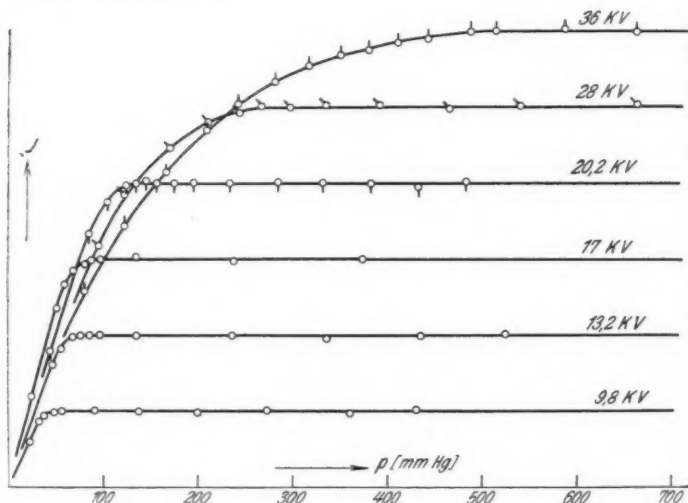
Fig. 11

des ansteigenden Astes der Ionisierungskurve in den horizontalen Sättigungsast ist der kritische (Sättigungs-) Druck gekennzeichnet.

Fig. 12 zeigt die üblichen Sättigungskurven für einige Geschwindigkeiten, abhängig vom Kammerdruck, die Ordinaten sind willkürlich gewählt.

Der Verlauf der Sättigung wurde bis Atmosphärendruck verfolgt, um eine zusätzliche Ionisierung durch Röntgenstrahlen,

die teils am Fenster, teils auch im Innern des Fensterkanals ausgelöst werden, beobachten und nötigenfalls eliminieren zu können. Es müßte sich darin äußern, daß sich der normalen Sättigungskurve ein mit dem Druck linearer Anstieg der Ionisierung überlagert; diese Kurven sowie auch alle anderen hier nicht veröffentlichten zeigen keinerlei derartigen Anstieg, so daß eine zusätzliche Ionisierung durch Röntgenstrahlen vernachlässigt werden kann.



Ionenstrom in Abhängigkeit vom Druck

Fig. 12

Fig. 13 gibt die Abhängigkeit des kritischen Sättigungsdruckes von der Primärgeschwindigkeit wieder. Die beiden Kurven entsprechen den früher besprochenen zwei Stellungen der Auffangelektrode, Kurve 1 gilt für die vordere, Kurve 2 für die hintere Lage der Elektrode. Da der Sättigungsdruck gegeben ist durch die Reichweite der sich eben in der Kammer totlaufenden Elektronen, andererseits auch eine proportionale Abhängigkeit zwischen Druck und Reichweite besteht, so muß der Sättigungsdruck der 4. Potenz der Linear- bzw. der 2. Potenz der Voltgeschwindigkeit entsprechen, soweit bei der Meß-

genauigkeit eine ungefähre Reichweitenbestimmung noch vorzunehmen ist.

Wie lästig bei unglücklicher Wahl der Kammerelektroden die Wiedervereinigung der Ionen werden konnte, zeigen Fig. 14a

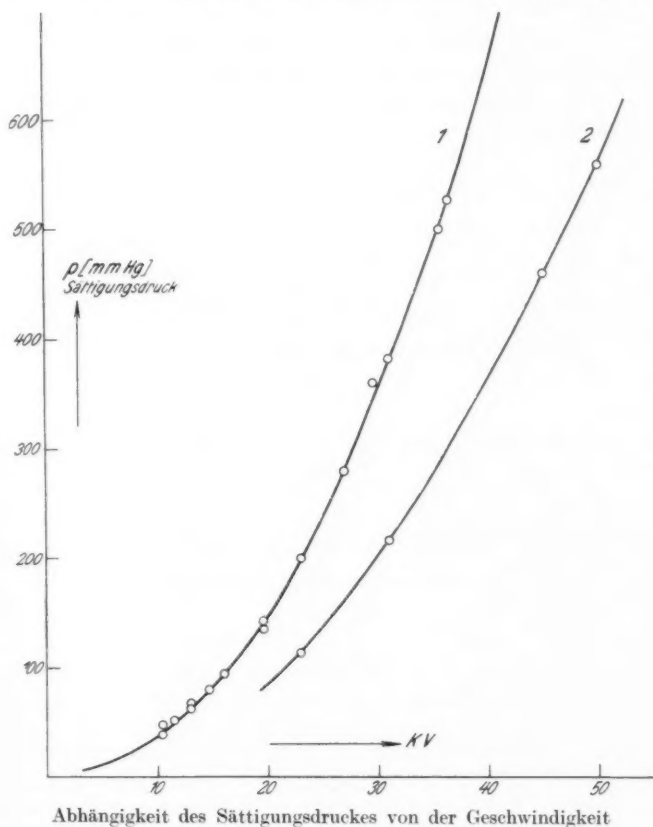
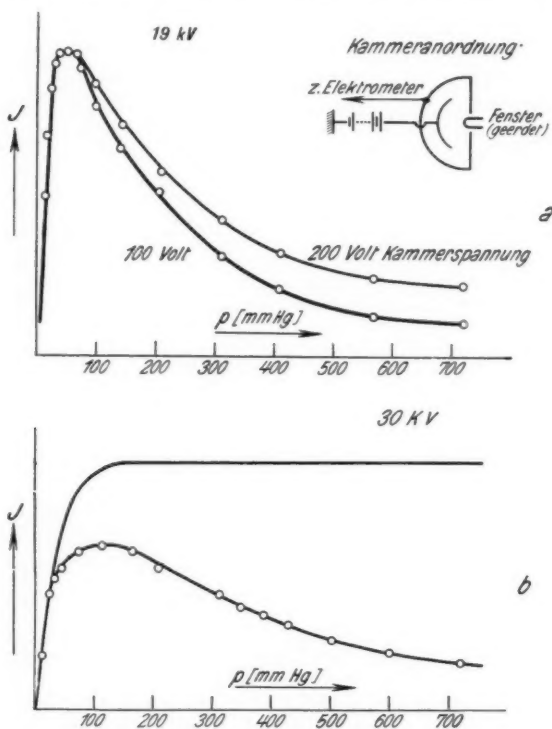


Fig. 13

und b. In Fig. 14b ist zunächst eine gemessene Ionisierungskurve mit zusätzlicher Wiedervereinigung eingetragen, während die ausgezogene Kurve den normalen Verlauf wiedergibt. Es müßte in diesem Falle die tatsächliche Intensität also um etwa

30 Proz. größer sein als gemessen wurde. Fig. 14a zeigt eben-  
solche Kurven bei kleinerer Geschwindigkeit und variabler  
Kammerspannung. Man sieht, daß eine Steigerung der Spannung



Ionisierungskurven bei starker Wiedervereinigung

Fig. 14

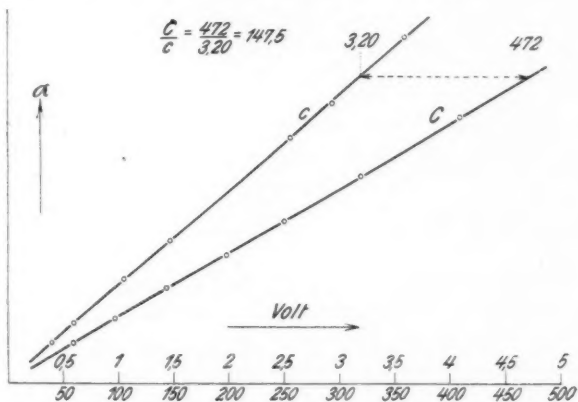
von 100 auf 200 Volt relativ zum richtigen Sättigungswert sehr wenig ausmacht. Ferner bemerkt man, daß bei kleineren Geschwindigkeiten der Abfall rapider stattfindet als bei größeren, ebenso auch bei stärkerer Emission (in der Kurve nicht eingezeichnet), herrührend von einer größeren Ionendichte in der Nähe des Fensters.



Diese falschen Meßergebnisse wurden mit einer Anordnung erhalten, bei der das Fenster dauernd geerdet und die Kammer-spannung mit einer gesonderten Elektrode in die Ionisierungskammer eingeführt wurde.

# VI. Bestimmung des Kapazitätsverhältnisses

Da die Auswertung der Ergebnisse neben der genauen Bestimmung der Primärgeschwindigkeit der Elektronen einzig und allein von der genauen Kenntnis des Aufladeverhältnisses



Bestimmung des Kapazitätsverhältnisses

Fig. 15

Ionenstrom zu Elektronenstrom abhängt, war eine möglichst zuverlässige Bestimmung des Kapazitätsverhältnisses nötig. Sie geschah mit dem kleinen Hilfskondensator  $C_2$  und dem Potentiometer  $P$  (vgl. Fig. 2). Wurde an die am Potentiometer liegende Kondensatorbelegung Spannung verschiedener Größe gelegt, so lud sich durch Influenz das Kondensatorsystem Kammer-Zuleitung-Elektrometer proportional den Spannungen auf. Das Gleiche mit größeren Potentiometerspannungen wiederholt, bei Zuschalten der Kapazität  $C_1$  zum Elektrometer, ergab zwei Gerade und bei gleichen Ausschlägen  $\alpha$  des Elektrometers (Ordinate) entsprach dem Verhältnis der Kapazitäten das Verhältnis der angelegten Spannungen. Fig. 15 zeigt den

Gang der Bestimmung. Auf diese Weise war es möglich, das Verhältnis auf 1—2 Promille genau festzustellen.

### VII. Gang einer Messung

Wie schon in dem Abschnitt III über Geschwindigkeitsmessung erwähnt wurde, war es durch das Geschwindigkeitsspektrum möglich gemacht, bei der Untersuchung einer gewünschten Primärgeschwindigkeit (eingestellt durch das Magnetfeld) mit verschiedenen Scheitelwerten der Spannung zu arbeiten. Es wurde deshalb bei den Endmessungen in der Weise verfahren, daß die gewünschte Geschwindigkeit aus verschiedenen Teilen des Spektrums genommen wurde. Die Übereinstimmung der Resultate zeigte, daß es sich immer um die gleiche Primärgeschwindigkeit der Elektronen handelte. Während einer Meßreihe war nur lediglich darauf zu achten, daß die eingestellte Primärspannung die gleiche blieb, um keine Verschiebung des Spektrums und somit Intensitätsänderungen hervorzurufen.

Im folgenden sei für zwei Geschwindigkeiten der Gang einer Messung (aufgenommen an verschiedenen Tagen) wiedergegeben.

1. Magnetisierungsstrom: 1,3 Amp., entsprechend einer Geschwindigkeit (nach der Eichkurve) von 27,4 kV.

Geschwindigkeitsverlust  $\Delta V$  und Spannungsabfall am Silitwiderstand sind zu vernachlässigen.

Primärspannung: 60 Volt, entsprechend einem Scheitelwert von 38,6 kV. Man befindet sich also im mittleren Teil des Geschwindigkeitsspektrums.

Für die Elektronenaufladung  $e$  ergaben sich in 40 Sekunden die Werte:

176,8; 176,2; 177,0; 178,8; 177,0; 176,6 mm Skalenteile.  
Mittel: 177,0 mm Skalenteile.

Sodann wurde in die Kammer Luft von 310 mm Hg eingelassen, 30 mm über dem Sättigungsdruck, wie er sich aus Fig. 13 ergibt.

Die Aufladeströme  $i$  betrugen in 10 Sek.

bei 1000 Volt Kammer <span>spannung</span> :	281,0; 279,0;
„ 800 „ „	283,0; 280,0;
„ 1500 „ „	281,0; 280,5;

Mittel: 280,9 mm Skalenteile.

Bei einem Kapazitätsverhältnis von  $\frac{C}{c} = 133,0$  ergibt sich  $S$  zu:

$$S = \frac{i}{e} = \frac{280,9 \cdot 133,0 \cdot 4}{177,0} = 844;$$

daraus

$$\varepsilon = \frac{V}{S} = \frac{27400 \text{ Volt}}{844} = 32,4 \text{ Volt/Ionenpaar.}$$

2. Magnetisierungsstrom: 0,8 Amp., entsprechend einer Geschwindigkeit von 10,2 kV.

Geschwindigkeitsverlust: 0,5 kV, so daß sich eine tatsächliche Geschwindigkeit von  $10,2 \text{ kV} - 0,5 \text{ kV} = 9,7 \text{ kV}$  ergab.

Gesamtemission betrug  $2 \cdot 10^{-5}$  Amp., so daß der Spannungsabfall am Silitwiderstand zu vernachlässigen war.

Primärspannung: 60 Volt, entsprechend einem Scheitelwert von 38,6 kV. Es wurde also im untersten Teil des Geschwindigkeitsspektrums gearbeitet.

Für die Elektronenmessung  $e$  ergaben sich in 2 Min. die Werte:

18,5; 18,0; 18,5; 19,0; 18,3; 18,7 mm Skalenteile.

Mittel: 18,5 mm Skalenteile.

Die Ionisierungsmessung wurde bei variablem Druck und variabler Kammer Spannung vorgenommen. Der nötige Sättigungsdruck wäre nach Kurve 13:88 mm Hg.

Die Ausschläge wurden gemessen in 60 Sek.

Kammerspannung	900 Volt	} 20,0; 19,8;
Kammerdruck	320 mm Hg	
Kammerspannung	1500 Volt	} 19,9; 20,1; 20,0;
Kammerdruck	200 mm Hg	
Kammerspannung	800 Volt	} 20,2
Kammerdruck	100 mm Hg	

---

Mittel: 20,0

Bei einem Kapazitätsverhältnis von 138,1 ergibt sich  $S$  zu:

$$S = \frac{i}{e} = \frac{20,0 \cdot 2 \cdot 138,1}{18,5} = 299.$$

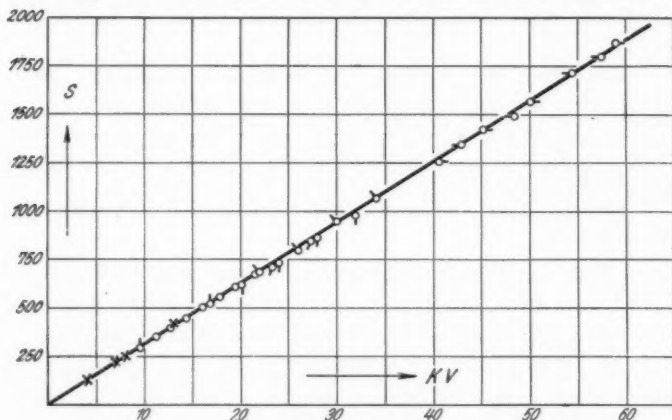
Daraus:

$$\varepsilon = \frac{9700}{299} = 32,4 \text{ Volt/Ionenpaar.}$$

## VIII. Ergebnisse

Nach dem in VII geschilderten Gang wurden alle anderen Messungen durchgeführt und größter Wert darauf gelegt, die Versuchsbedingungen möglichst zu variieren. So wurde in den verschiedensten Teilen des Geschwindigkeitsspektrums, mit verschiedenen Kammerspannungen und vor allem mit verschiedenen Drucken oberhalb des Sättigungsdruckes gearbeitet.

Die in der Fig. 16 eingezeichneten Meßpunkte sind durch Pfeile gekennzeichnet, die bedeuten, daß sie an verschiedenen



Gesamtionisierung in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit

Fig. 16

Tagen erhalten wurden. Außerdem sind in der Figur aus technischen Gründen nicht alle Meßpunkte eingetragen, bei sehr nahe aneinanderliegenden wurde der Mittelwert genommen.

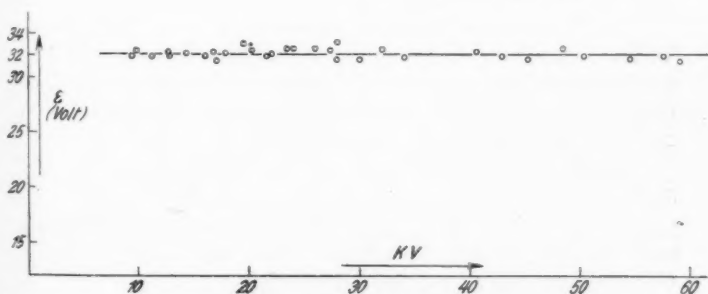
Nebenstehend sind die Ergebnisse tabellarisch zusammengestellt, wie sie sich für die Gesamtionisierung  $S$  bzw. den  $\epsilon$ -Wert aus den einzelnen Messungen errechneten.

Es ist daraus zu entnehmen, daß die Gesamtionisierung direkt proportional ist der kinetischen Energie des ionisierenden Elektrons, ferner, daß der mittlere Energiebetrag  $\epsilon$  für die Bildung je eines Ionenpaares für das Geschwindigkeitsintervall von 9 bis 59 kV als konstant und der Größe nach zu

$$\epsilon = 32,2 \pm 0,5 \text{ Volt}$$

kV	S	$\epsilon$
9,4	294	32,0
9,7	299	32,4
11,23	352	31,9
12,7	393	32,3
12,9	404	32,0
14,4	447	32,2
16,13	505	32,0
16,8	520	32,3
17,0	540	31,5
17,88	555	32,2
19,7	595	33,1
20,2	620	32,6
21,6	675	32,0
22,0	685	32,1
23,4	717	32,6
24,0	735	32,6
26,0	800	32,5
27,4	844	32,4
28,0	845	33,2
28,0	884	31,7
30,0	950	31,6
32,0	985	32,5
34,1	1070	31,8
40,7	1258	32,4
43,0	1345	32,0
45,2	1425	31,7
48,5	1490	32,6
50,2	1568	32,0
54,5	1715	31,8
57,5	1800	32,0
59,0	1870	31,5

Mittel:  $32,2 \pm 0,5$



$\epsilon$ -Werte in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit

Fig. 17

angenommen werden darf. Dieser Zahlenwert ist als arithmetisches Mittel aus den Einzelwerten erhalten.

Die verschiedenen  $\varepsilon$ -Werte zeigt Fig. 17.

Nach der Seite kleinerer Geschwindigkeiten schließen sich die oben erwähnten Messungen von Buchmann an; die von ihm erhaltenen Werte sind als Kreuze in Fig. 16 eingezeichnet und man bemerkt, daß sie sich gut einem weiterhin linearen Verlauf einfügen. Die im gleichen Geschwindigkeitsbereich liegenden Messungen von Schmitz weichen stark davon ab. Nach der vorliegenden kurzen Veröffentlichung läßt sich ein eindeutiges Urteil über die mögliche Ursache nicht geben, ein Vergleich mit den Figg. 14a und b legt aber die Vermutung nahe, daß keine vollständige Sättigung bei der Ionisierungsmessung erzielt wurde. Wie die von Lehmann und Osgood bei Geschwindigkeiten von 0,2—1 kV angegebenen erheblich größeren Werte von 40 Volt mit den Werten von Buchmann zu vereinigen sind, läßt sich nicht angeben.

Hinsichtlich der relativen *Genauigkeit der Messung* kommen folgende Fehler in Betracht.

1. Ablesfehler am Elektrometer.
2. Ablesfehler am Ampèremeter für die Geschwindigkeitseinstellung.
3. Fehler bei der Kapazitätsbestimmung.
4. Isolationsverluste.

Durch die große Anzahl der gemessenen Punkte und die Variation der Versuchsbedingungen werden die meisten Fehler wieder ausgeglichen, so daß die relative Genauigkeit (gegeben durch die Genauigkeit des Mittelwertes aus der Tabelle) mit  $\pm 1/2$  Proz. veranschlagt werden kann.

Hinsichtlich des Absolutwertes von  $\varepsilon$  kann gesagt werden, daß nach den Spannungseichungen der absolute Fehler nicht größer als  $1/2$  Proz. sein kann, aber unter Berücksichtigung einiger nicht zu erfassender Fehlerquellen mit einem absoluten Gesamtfehler von 1 Proz. gerechnet wird.

Somit ergibt sich die gesamte Genauigkeit der Messungen zu:

$$\pm 1\frac{1}{2} \text{ Proz.}$$

### IX. Zusammenfassung

Durch Messung der von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeiten in Luft erzeugten Gesamtionisierung soll bestimmt werden, wie groß der Energiebetrag  $\varepsilon$  ist, der im Mittel zur Bildung je eines Ionenpaares erforderlich ist und insbesondere, ob dieser Wert von der Geschwindigkeit des ionisierenden Elektrons abhängig ist.

Zur Beschleunigung der Elektronen wurde Wechselspannung von 10—60 kV benutzt und durch senkrechte magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen definierte Geschwindigkeiten ausgesondert.

Der Geschwindigkeitsverlust, den die Elektronen beim Durchgang durch eine Abschlußfolie aus Zelluloid erleiden, wurde in einer gesonderten Apparatur durch magnetische Ablenkung photographisch untersucht.

Elektronen- und Ionenstrom wurden elektrometrisch gemessen.

Es ergibt sich, daß in dem Geschwindigkeitsbereich von 9—59 kV  $\varepsilon$  als konstant und dem Absolutwert nach als

$$\varepsilon = 32,2 \pm 0,5 \text{ Volt/Ionenpaar}$$

angenommen werden darf.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Anregung von Hrn. Privatdozent Dr. Kulenkampff im physikalischen Institut der Technischen Hochschule München ausgeführt. Ich benutze gerne die Gelegenheit, Hrn. Geheimrat J. Zenneck für seine stets bereitwillige Unterstützung meinen besten Dank auszusprechen. Ich bin ferner zu großem Dank verpflichtet Hrn. Dr. Kulenkampff für die vielen wertvollen Ratschläge und seine stete Hilfe. Außerdem danke ich den Siemens-Schuckertwerken Nürnberg für die geschenkweise Überlassung eines Spannungswandlers, ebenso der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die Bereitstellung vieler notwendiger Hilfsmittel.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Juni 1929.

(Eingegangen 6. August 1929)

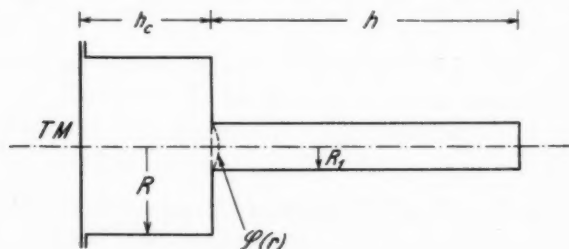
# Messung und Berechnung von Eigenfrequenzen an einem System gekoppelter Kontinua

Von E. Waetzmann und V. Schneeweiss

(Mit 16 Figuren)

## § 1. Fragestellung

Das Zustandekommen von Koppelschwingungen an Gebilden, die als Massenpunkte behandelt werden dürfen (mehrfache Pendel), ist bekanntlich durch eine Arbeit M. Wiens<sup>1)</sup>



Modell des Systems II

Fig. 1

weitgehend geklärt worden. Die Koppelschwingungen kontinuierlicher Teilsysteme (Telephonmembranen und Luftsäulen) sind von Waetzmann und Schuster<sup>2)</sup> an drei verschiedenen Modellen untersucht worden. Die strenge Theorie für diese Modelle hat K. Schuster<sup>3)</sup> gegeben.

Das erste der von Waetzmann und Schuster untersuchten Systeme bestand aus einer zylinderförmigen Luftsäule, die an dem einen Ende durch eine Telephonmembran (TM), am anderen Ende durch eine starre Wand verschlossen war. System II (Fig. 1) bestand aus einer TM, einem Kopplungs-

1) M. Wien, Wied. Ann. **61**. S. 151. 1897.

2) E. Waetzmann u. K. Schuster, Ann. d. Phys. **84**. S. 507. 1927.

3) K. Schuster, Ann. d. Phys. **84**. S. 525. 1927.



raum (Höhe  $h_c$ , Radius  $R$ ) und einem engen Ansatzrohr (Höhe  $h$ , Radius  $R_1$ ). In System III war das Ansatzrohr durch eine zweite TM ersetzt.

In der vorliegenden Arbeit werden die früheren Messungen und Überlegungen — namentlich an dem besonders interessanten System II — fortgeführt. Es wird jetzt nicht nur die Höhe  $h$  des Ansatzrohres, sondern auch die Höhe  $h_c$  des Kopplungsraumes (KR) systematisch variiert. Ferner wird eine Korrektionsgröße in der theoretischen Formel für die Eigentöne experimentell und theoretisch näher untersucht. Diese Korrektionsgröße hängt mit dem Schwingungsprofil der in der Grenzebene von Ansatzrohr und KR befindlichen Luftteilchen zusammen und hat den Charakter einer Mündungskorrektion, wie sie bei offenen Pfeifen anzubringen ist. Endlich wird an zwei Modellen (System II und III) der Einfluß einer gegenseitigen Verstimmung der Teilsysteme studiert.

Bezüglich der Meßmethode<sup>1)</sup> für die Bestimmung der Eigen-schwingungszahlen  $\omega_r$  verweisen wir auf die zitierte Arbeit von Waetzmann und Schuster. Die Ergebnisse sind wie früher in Form von  $\omega_r$ - $h$ -Kurven dargestellt, da sie sich in dieser Form besonders anschaulich diskutieren lassen.

## § 2. Berechnung der $\omega_r$ - $h$ -Kurven

Aus der Schusterschen Theorie ergeben sich für die Eigentöne des Systems II die Formeln:

$$(1) \quad \cotg kh = - \left( \frac{R_1}{R} \right)^2 \cdot \frac{a}{h_c \omega_r} \cdot \frac{\omega_r^2 - n^2}{\omega_r^2 - \left( n^2 + \frac{K'}{m} \right)} + \gamma \omega_r,$$

wenn  $h_c$  klein gegen jede vorkommende Wellenlänge, also etwa  $< \frac{\lambda}{8}$ , aber nicht allzu klein gegenüber dem Radius der TM ist und

$$(2) \quad \left\{ \begin{aligned} \cotg kh &= \frac{a_0^2}{\mu} \cdot \left( \frac{R_1}{R} \right)^2 \cdot \frac{q a}{s D} \\ &\quad \cdot \frac{\omega_r}{\sin^2 k h_c \left( n^2 + \frac{a_0^2}{\mu} \frac{q a}{s D} \cotg k h_c - \omega_r^2 \right)} \\ &\quad - \left( \frac{R_1}{R} \right)^2 \cotg k h_c + \gamma \omega_r, \end{aligned} \right.$$

1) W. Hahnemann u. H. Hecht, Ann. d. Phys. 60. S. 454. 1919.

wenn  $h_e$  nicht mehr klein gegen die Wellenlänge ist. Hierin bedeuten  $\omega_r$  die Eigenfrequenzen des Gesamtsystems,  $n$  den Eigenton der bloßen TM, d. h. der mit ihrem Gehäuse verbundenen TM, wenn von der äußeren Seite der Membran her gar keine Kräfte wirken,  $\rho$  die Luftdichte,  $a$  die Schallgeschwindigkeit,  $k$  ist gleich  $\frac{\omega_r}{a} = \frac{2\pi}{\lambda_r}$ ,  $\varepsilon$  und  $D$  sind die Dichte bzw. Dicke der TM,  $\alpha_0$  bedeutet das Durchbiegungsvolumen der TM im Verhältnis zum Volumen des Zylinders, der den gleichen Durchmesser wie die TM und ihre Mittelpunktsamplitude zur Höhe hat,  $\mu$  den Massenfaktor, d. i. das Verhältnis von Schwingungsmasse zu Gesamtmasse,  $R_1$  den Radius des engen Rohres,  $R$  den des KR,  $h_e$  seine Höhe,  $k'$  die von ihm gelieferte Zusatzelastizität, und  $\gamma$  ist die schon genannte Korrektionsgröße.

Mit Hilfe der Formeln (1) und (2) können die  $\omega_r - h$ -Kurven für jedes  $h_e$  berechnet werden, wenn noch  $\gamma$  bekannt ist. Zu seiner Bestimmung wurden zwei verschiedene Wege eingeschlagen. Einmal wurde es mit Hilfe der experimentellen Werte festgelegt, indem es so gewählt wurde, daß die theoretischen Kurven sich den experimentellen Werten möglichst gut anpaßten. Zu diesem Zweck wurden zunächst die theoretischen  $\omega_r - h$ -Kurven für  $\gamma = 0$  gezeichnet, und die experimentellen Werte wurden in das gleiche Koordinatensystem eingetragen. Sodann wurden dem  $\gamma$  endliche Werte beigelegt, und diese Werte wurden systematisch variiert, bis möglichst gute Übereinstimmung herrschte. Diese Festlegung der  $\gamma$ -Werte ist natürlich willkürlich und gibt keinen Einblick in ihre physikalische Bedeutung. Sie bedarf also einer theoretischen Begründung. Deshalb wurde  $\gamma$  aus gewissen plausiblen Annahmen über das Aussehen des Schwingungsprofils der Luftteilchen in der Grenzebene KR-Ansatzrohr berechnet. Die berechneten Werte stimmen, um das Resultat vorwegzunehmen, mit den empirisch festgelegten in befriedigender Weise überein.

### § 3. Berechnung der $\gamma$ -Werte für verschiedene Profile

Die Größe  $\gamma$  ist nach Schuster durch folgende Formel gegeben:

$$(3) \quad \gamma = \frac{q_2 + q_3}{\pi \rho R_1^2 a c_0^2},$$

wobei nach leichter Umformung der Schusterschen Ausdrücke

$$(3a) \quad q_2 = \pi R^2 \rho \sum_{\nu}^{1, \infty} b_{\nu}^2 \frac{\operatorname{Rotg} \beta_{\nu} h_c}{\beta_{\nu}} J_0^2(\beta_{\nu} R)$$

und

$$(3b) \quad q_3 = \pi R_1^2 \rho \sum_{\nu}^{1, \infty} c_{\nu}^2 \frac{\operatorname{Rotg} \delta_{\nu} h}{\delta_{\nu}} J_0^2(\delta_{\nu} R_1) \text{ ist.}$$

Das Profil  $q(r)$  (Fig. 1) kann nun in zwei verschiedenen Weisen durch Besselsche Reihen dargestellt werden; einmal für den Radius  $R$  und einmal für den Radius  $R_1$ . Die  $b_{\nu}$  und  $c_{\nu}$  sind die Koeffizienten in diesen beiden Reihendarstellungen:

$$(4) \quad q(r) = \sum_{\nu}^{0, \infty} b_{\nu} J_0(\beta_{\nu} r)$$

und

$$(5) \quad q(r) = \sum_{\nu}^{0, \infty} c_{\nu} J_0(\delta_{\nu} r)$$

für  $r \leq R_1$  bzw.  $q(r) = 0$  für  $r > R_1$ .

Jetzt wird ein in bezug auf  $R_1$  mathematisch möglichst einfach zu behandelndes Profil angenommen, wodurch die  $c_{\nu}$  festgelegt werden. Damit sind auch die  $b_{\nu}$  bestimmt, und somit sind die notwendigen Daten zur Berechnung von  $\gamma$  bekannt. Die etwas umständliche Ausrechnung übergehen wir und geben nur die Resultate.

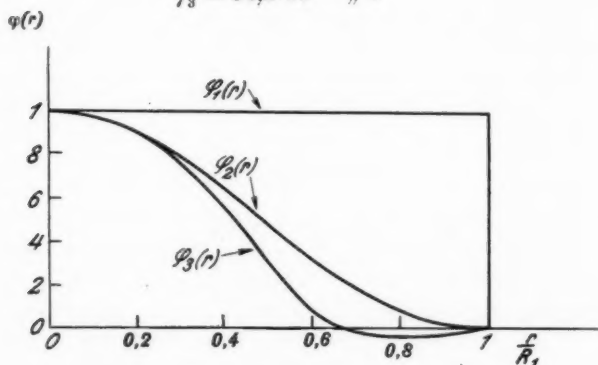
Als erste Näherung wurde das Profil einer Kolbenmembran gewählt, d. h. die Elongationen der Luftteilchen werden über die ganze Grenzebene hin von  $r=0$  bis  $r=R_1$  als gleich groß angenommen. Für die Darstellung in der Besselschen Reihe bedeutet das, daß sämtliche Glieder bis auf das konstante Glied  $c_0$  gleich Null gesetzt werden. In zweiter Näherung wurde das erste variable Glied der Reihe mitgenommen, so daß das Profil durch die Überlagerung einer konstanten und einer gemäß dem ersten variablen Glied mit  $r$  variierenden Elongation zustande kommt. Dabei wird die Amplitude dieses Gliedes noch so gewählt, daß am Rande ( $r=R_1$ ) der Grenzebene die Elongationen gleich Null sind. Endlich wurde in dritter Näherung auch noch das zweite variable Glied berücksichtigt, indem in geeignet erscheinender Weise über dasselbe verfügt

wurde. Die auf die geschilderte Art erhaltenen Profile  $\varphi_1(r)$ ,  $\varphi_2(r)$  und  $\varphi_3(r)$  sind in Fig. 2 im Querschnitt dargestellt. Der Schönheitsfehler an  $\varphi_3(r)$ , daß die Profilfläche die Ruheebene schneidet, könnte durch Berücksichtigung weiterer Glieder der Besselschen Reihe beseitigt werden. Derartige Einzelheiten interessieren hier aber nicht. Die zu den einzelnen  $\varphi(r)$ -Werten gehörenden  $\gamma$ -Werte errechnen sich zu:

$$\gamma_1 = 9,4 \cdot 10^{-6} \text{ sec},$$

$$\gamma_2 = 19,7 \cdot 10^{-6} \text{ " ,}$$

$$\gamma_3 = 34,2 \cdot 10^{-6} \text{ " .}$$



Schwingungsprofile

$$\varphi_1(r) = 1$$

$$\varphi_2(r) = 0,287 + 0,713 J_0(\delta_1 r)$$

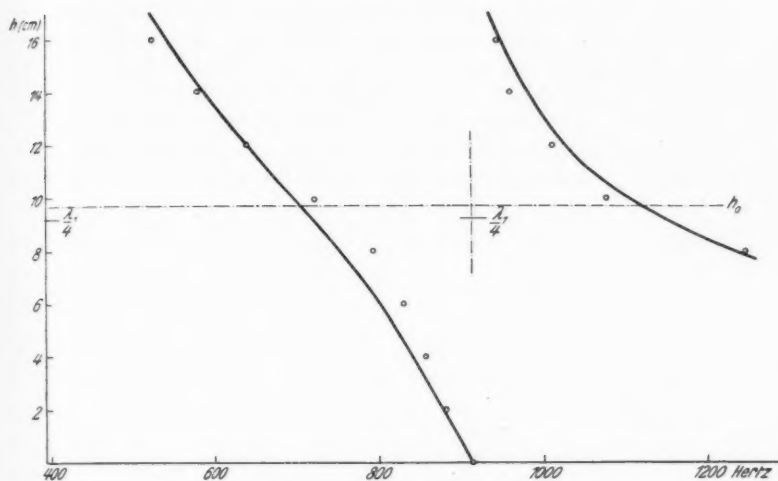
$$\varphi_3(r) = 0,14 + 0,57 J_0(\delta_1 r) + 0,29 J_0(\delta_2 r)$$

Fig. 2

Die auf dem in § 2 angegebenen Wege empirisch festgelegten  $\gamma$ -Werte liegen für kleine  $h_c$ -Werte bei  $40 \cdot 10^{-6}$  und für einen großen  $h_c$ -Wert bei  $15 \cdot 10^{-6}$  sec. Die Frage nach dem Korrektionsglied dürfte also grundsätzlich geklärt sein.

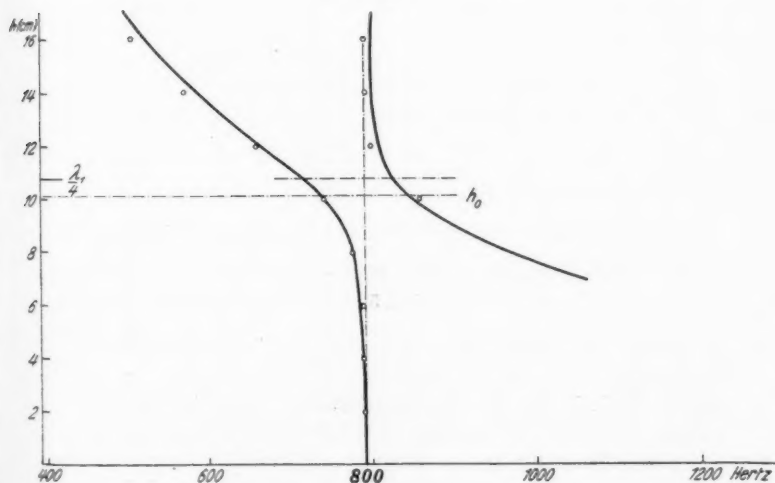
#### § 4. Experimentelle Bestimmung der $\omega_r$ - $h$ -Kurven und Diskussion der Meßergebnisse

In den Kurven der Figg. 3—5 sind für  $h_c = 0,5$  bzw. 2,4 bzw. 12,0 cm die theoretischen  $\omega_r$ -Werte als Funktionen von  $h$  zusammengestellt. Die Kurven der Fig. 3 und 4 sind nach Formel (1), die der Fig. 5 nach Formel (2) berechnet.



Eigenfrequenzen für  $h_c = 0,5$  cm

Fig. 3



Eigenfrequenzen für  $h_c = 2,4$  cm

Fig. 4

Die in die beiden Formeln eingesetzten  $\gamma$ -Werte sind am Schluß des vorigen Paragraphen angegeben. Als Abszissen sind nicht die Kreisfrequenzen, sondern die Frequenzen (Hertz) aufgetragen. Die experimentellen Werte sind als Kreise eingezeichnet. In Fig. 3 ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie noch verhältnismäßig schlecht, was darauf zurückzuführen sein dürfte, daß hier  $h_c$  schon zu klein

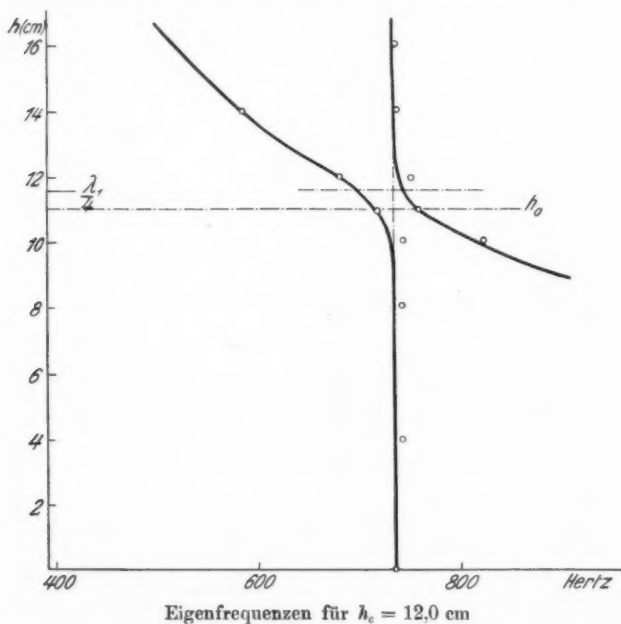


Fig. 5

gegenüber dem Radius der TM ist [vgl. die in § 2 angegebenen Bedingungen für die Gültigkeit der Formel (1)]. In den Figg. 4 und 5 ist die Übereinstimmung befriedigend. Zum weiteren Vergleich kann noch Fig. 12 der Arbeit Waetzmann-Schuster herangezogen werden ( $h_c = 1,5$  cm).

Der Eigenton der bloßen TM lag für Fig. 3 bei 637, für 4 bei 739 und für 5 bei 737 Hertz. Je kleiner  $h_c$  ist, um so enger ist die Kopplung zwischen TM und Luftsäule

des Ansatzrohres, und um so größer ist die Aufspaltung der Eigenfrequenzen in der Nähe der Resonanzstelle. Wegen der Mündungskorrektion fällt der Eigenton der Luftsäule nicht dann mit dem der TM zusammen, wenn die Höhe  $h$  gleich  $\frac{1}{4}$  Luftwellenlänge  $\lambda_1$  des Eigentones der TM (+ KR) ist, sondern wenn sie — wenigstens für nicht zu kleine  $h_c$ -Werte — etwas kleiner als  $\lambda_1/4$  ist. Die Resonanzhöhe ist in den Figuren mit  $h_0$  bezeichnet. Hier findet symmetrische Aufspaltung statt. Je weiter man sich von der Resonanzstelle entfernt und je loser die Kopplung ist, um so geringer wird die gegenseitige Beeinflussung der Teilsysteme. Schließlich werden die  $\omega_r - h$ -Kurven angenähert aus einer senkrechten Geraden (konstanter Eigenton der TM) und aus einer Hyperbel (Luftsäule) bestehen, da ja für die Luftsäule, abgesehen von der Mündungskorrektion,  $\omega \sim \frac{1}{h}$  ist. In Fig. 5 ist das besonders deutlich zu sehen. Der unterhalb  $h_0$  liegende Zweig der rechten Kurve und der oberhalb  $h_0$  liegende der linken Kurve bilden — abgesehen von der unmittelbaren Umgebung der Resonanzstelle — eine Hyperbel; die zwei anderen Zweige eine senkrechte Gerade. Für große  $h_c$ -Werte (Formel 2) läßt sich die Hyperbel sogar in sehr einfacher Weise berechnen, wobei die Mündungskorrektion in besonders anschaulicher Weise als Funktion von  $\gamma$  in Erscheinung tritt. Setzen wir in Formel (2) die Zahlenwerte ein ( $\frac{a_0^2}{\mu} = \frac{5}{9}$ ),  $\frac{R_1}{R} = \frac{0,50}{2,65}$ ,  $\rho = 0,0012 \text{ g/cm}^{-3}$ ,  $a = 34000 \text{ cm/sec}^{-1}$ ,  $\epsilon D = 0,086 \text{ g/cm}^{-2}$  und  $n = 4620 \text{ sec}^{-1}$ ) und setzen wir zur Abkürzung noch  $\cotg kh - \gamma \omega_r = f(\omega)$ , so zeigt sich, daß außerhalb eines gewissen Bereiches um die Resonanzstelle herum  $f(\omega)$  sehr klein, also

$$(6) \quad \cotg kh - \gamma \omega_r = 0$$

wird. Ist ferner  $\gamma \omega_r$  klein gegen 1, aber noch groß gegen  $f(\omega)$ , was zutrifft, wenn  $\gamma$  nicht kleiner als etwa  $10 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$  wird, so geht (6) über in

$$kh = \frac{\pi}{2} - \gamma \omega_r$$

1) W. Hahnemann und H. Hecht, Phys. Ztschr. 18. S. 261. 1917.

oder

$$(7) \quad \omega_r(h + \gamma a) = \frac{a\pi}{2}.$$

Die Mündungskorrektur ist hier also  $= \gamma a$  cm. Da  $\gamma \sim 15 \cdot 10^{-6}$  sec und  $a = 34000$  cm  $\cdot$  sec $^{-1}$  ist, so wird  $\gamma a = 0,5$  cm, was mit dem empirisch gefundenen Wert der Mündungskorrektur  $\frac{\lambda_1}{4} - h_0$  (vgl. Fig. 5) gut übereinstimmt.

#### § 5. Variation von $h_c$ bei konstantem $h$ und Messungen am System III

Um den Einfluß des Kopplungsraumes weiter zu studieren, wurde noch eine Meßreihe durchgeführt, in der  $h_c$  in dem Bereiche von 1,5—25,2 cm bei konstant gehaltenem  $h$  variiert wurde. Die Höhe  $h$  betrug hierbei 12 cm. Das entspricht, ohne Berücksichtigung der Mündungskorrektur, einer Eigenfrequenz von 708 Hertz. Das war auch die Eigenfrequenz der TM. Da aber der Eigenton der Luftsäule durch die Mündungskorrektur erheblich vertieft wird und der der TM durch das Luftpolster im Kopplungsraum noch erhöht wird, waren die beiden Teilsysteme TM (+ KR) und Luftsäule (+ KR) erheblich gegeneinander verstimmt. Hierdurch wird die theoretische Berechnung der  $\omega_r - h_c$ -Kurven sehr umständlich. Deshalb wurde sie nicht durchgeführt, und die zu den einzelnen  $h_c$ -Werten gehörenden  $\omega_r$ -Werte sind nur in Tabellenform zusammengestellt.

$h_c$ (cm)	$\frac{\omega_r}{2\pi}$ (Hertz)		
1,5	647	848	—
4,5	636	748	—
8,5	634	735	—
12,0	625	712	—
15,0	614	699	1150
18,0	612	686	986
21,0	605	675	861
25,2	573	658	768

Zeichnet man die experimentellen  $\omega_r - h_c$ -Kurven in ein Koordinatensystem ein, so sieht man gewisse Ausbuchtungen in den Kurven, die von der gegenseitigen Verstimmung der Teilsysteme herrühren. Für kleinere  $h_c$ -Werte haben wir es mit zwei Teilsystemen zu tun, während mit wachsendem  $h_c$



auch der KR selbständiges Teilsystem wird, so daß sich dann nicht mehr zwei, sondern drei benachbarte Eigenfrequenzen ergeben.

System III bestand aus einer zylinderförmigen Luftsäule (Höhe  $h$ ), die beiderseitig durch TM ( $TM_1$  und  $TM_2$ ) ab-

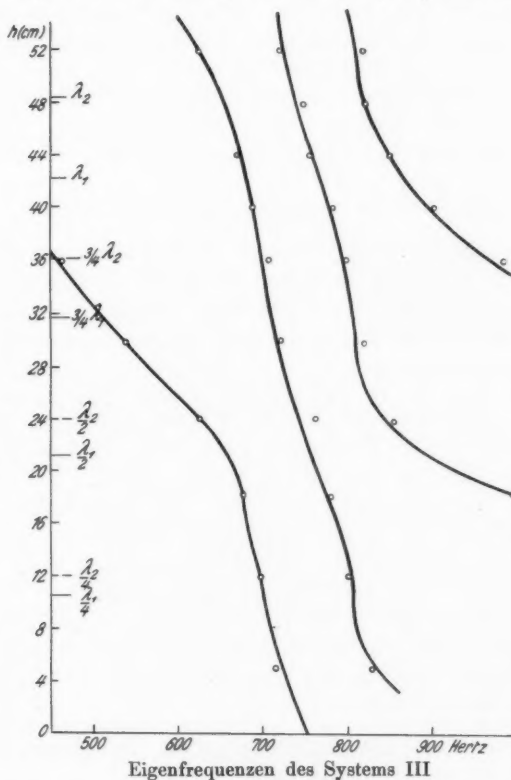


Fig. 6

geschlossen war. Die Eigenfrequenzen von  $TM_1$  und  $TM_2$  wurden jetzt, im Gegensatz zu den Messungen von Waetzmann-Schuster, merklich verschieden gewählt. Die ihnen entsprechenden Luftwellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  lagen bei 42,2 und 48,4 cm. Die Höhe  $h$  wurde innerhalb sehr weiter Grenzen

von 5—52 cm, variiert. Fig. 6 zeigt die Meßergebnisse in Form von  $\omega_r - h$ -Kurven. Die Kreise geben wieder die experimentellen Werte an. Die ausgezogenen Kurven sind theoretisch bestimmt, aber nicht nach der Schusterschen Theorie, sondern mit Hilfe einer neuen Methode, über die wir gelegentlich berichten werden. Die Ausbuchtungen in den Kurven, denen sich die experimentellen Werte gut anschmiegen, sind auf die gegenseitige Verstimmung der beiden TM zurückzuführen. Auch sonst dürfte mit Rücksicht auf die Kompliziertheit der Vorgänge die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie als sehr befriedigend bezeichnet werden.

#### § 6. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag zur Untersuchung der Eigenschwingungen gekoppelter Kontinua liefern. Im Anschluß an eine Arbeit von Waetzmann und Schuster wurden zwei entsprechende Schwingungssysteme experimentell und theoretisch untersucht, wobei sich gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ergab. An einem der Systeme wurde insonderheit eine in der theoretischen Formel als Korrektionsglied auftretende Größe näher untersucht, und ihre physikalische Bedeutung wurde geklärt. An beiden Systemen wurden auch Messungen bei gegenseitiger Verstimmung der Teilsysteme angestellt. Hierbei erfolgte die theoretische Herleitung der Eigenfrequenzen nach einer neuen Methode, über die später berichtet werden soll.

Für die Bereitstellung eines Teiles der experimentellen Hilfsmittel haben wir der Helmholtz-Gesellschaft und dem Elektrophysik-Ausschuß der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu danken.

Breslau, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 9. September 1929.

(Eingegangen 13. September 1929)

**Die Ionisierung der Halogene (außer Fluor)  
und ihrer  
 $\text{CH}_3$ -Verbindungen durch Röntgenstrahlen**

**Von Otto Gaertner**

(Mit 1 Figur)

(Aus dem Röntgen-Forschungs-Institut der Universität Bonn)

Für eine gefilterte Kupferstrahlung von  $1,38 \text{ \AA}$  mittlerer Wellenlänge ergeben sich folgende Werte in Volt pro Ionenpaar: Chlor 23,6, Brom 27,9, Jod 28,8, Methylchlorid 26,0, Methylbromid 28,7, Methyljodid 29,8. In Vervollständigung der früheren Energiemessung wird noch der Einfluß der Absorberdicke untersucht.

Als Fortsetzung einer an dieser Stelle<sup>1)</sup> erschienenen Arbeit wurde für weitere Elemente die Beziehung zwischen Ionisierung und absorbiertener Energie bestimmt. Die Anzahl der zu dieser Untersuchung geeigneten Elemente ist bereits aus versuchstechnischen Gründen so beschränkt, daß eine Auswahl nach theoretischen Gesichtspunkten überflüssig ist.  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ , Ar und Luft wurden schon untersucht. Außer den Halogenen kommen dann in erster Linie die Edelgase und Alkalien in Betracht. Wegen zu geringer Absorption scheiden hiervon He, Li und Na aus. Der Siedepunkt des Natriums beträgt  $880^\circ \text{C}$  und zur hinreichenden Absorption der zu untersuchenden Strahlung sind Drucke von einigen Atmosphären bei Schichtdicken von  $1,50 \text{ m}$  erforderlich. Es verbleiben nur 13 Elemente: Ne, Kr, Xe, K, Rb, Cs, Zn, Cd, Hg, S, Se, P, As, von denen Zn mit etwa  $900^\circ \text{C}$  den höchsten Siedepunkt hat. Es ist fraglich, ob die in Angriff genommene, recht kostspielige Untersuchung bei den hohen Temperaturen gelingen wird, weshalb die bereits vorliegenden, mit den Halogenen erhaltenen Resultate für sich veröffentlicht werden sollen.

1) Ann. d. Phys. [5] 2. S. 94. 1929.

Die technischen Schwierigkeiten sind folgende: Die Metaldämpfe müssen einerseits unter Luftabschluß gehalten werden, andererseits sind 5 Durchführungen an der Ionisationskammer anzubringen; das Fenster für den Strahleneintritt muß so dünn sein, daß es die Strahlung nicht erheblich schwächt, soll aber auch luftdicht schließen und darf von den Alkalimetaldämpfen nicht angegriffen werden. Bei der hohen Temperatur ist ferner die Volumleitfähigkeit der Isolatoren um viele Zehnerpotenzen größer, als bei Zimmertemperatur.

Unter den anorganischen Verbindungen ist die Auswahl noch kleiner, als unter den Elementen. Es kommen nur diejenigen in Frage, welche schon unter Normalbedingungen einen hinreichenden Dampfdruck haben ( $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{H}_2\text{Se}$ ,  $\text{CS}_2$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{NH}_3$  und die für eine Untersuchung im physikalischen Laboratorium wenig geeigneten Halogenwasserstoffverbindungen). Bei den übrigen Verbindungen läßt sich durch Temperaturerhöhung kein hinreichender Dampfdruck erreichen, weil vorher schon Zersetzung bzw. Dissoziation eintritt.

Die Untersuchung der organischen Verbindungen bietet keine technischen Schwierigkeiten. Die Absorption der Kohlenwasserstoffe ist jedoch relativ gering.

Es liegt auch keine Veranlassung vor, das ungeheure Beobachtungsmaterial über die physikalischen Eigenschaften organischer Verbindungen noch zu vermehren, wenn, wie hier, Ergebnisse von grundsätzlicher Bedeutung zunächst nicht zu erwarten sind.

Am nächstliegenden war die Untersuchung der organischen Halogenverbindungen, von denen die einfachsten Vertreter der aliphatischen Reihe ausgewählt wurden. Mit den Benzolhalogenverbindungen konnte der zur vollständigen Absorption erforderliche Dampfdruck mit der zur Verfügung stehenden Anordnung nicht aufrecht erhalten werden, da deren Siedepunkte zu hoch lagen. Schon einige Minuten nach dem Einfüllen war eine merkliche Menge der betreffenden Verbindung nach der kühleren Glasplatte destilliert, welche das Rohr verschloß. Auch bestand die Möglichkeit, daß bei höherer Temperatur die Eisenelektroden eine Zersetzung der Verbindung herbeiführten.

### Energiemessung

Betreffs Apparatur und Arbeitsmethoden sei auf die frühere Mitteilung verwiesen. Um bei Atmosphärendruck in allen Fällen hinreichend vollständige Absorption zu erreichen, war wieder die Beschränkung auf eine weiche Strahlung erforderlich (Kupferanode, 15 kV max., Filter  $14\ \mu\text{ Al} + 300\ \mu\text{ Celluloid} + 60\ \mu\text{ Cellophan}$ ). Die frühere Energiemessung an derselben wurde dadurch kontrolliert, daß die 2 Platinstreifen von  $100 \times 5,00 \times 0,050\text{ mm}$  gegen solche von  $100 \times 4,00 \times 0,035\text{ mm}$  ausgetauscht wurden. Die Wiederholung hiermit ergab eine Abweichung von  $-1,7\text{ Proz.}$  gegen den früheren Wert, welcher letzterer  $6,94 \cdot 10^{-6}\text{ Watt pro Quadratcentimeter und Sekunde}$  betrug.

In der ersten Mitteilung war stillschweigend vorausgesetzt worden, daß die durch die Röntgenstrahlen in dem Absorber erzeugte Temperaturverteilung hinreichend gleichmäßig sei, um zwecks Eichung des Thermoelements durch die Stromwärme ersetzt werden zu können. Es handelt sich hier um eine bei Untersuchungen im optischen Gebiete bereits häufiger aufgeworfene, als experimentell geprüfte Frage. Dieselbe erfordert immerhin eine Berücksichtigung, besonders wenn man zur Ausdehnung der Messungen ins kurzwellige Gebiet die Stärke des Absorbers auf mehrere Zehntel Millimeter vergrößern muß. Zu ihrer Prüfung wurde deshalb dieselbe Röntgenstrahlung einmal mit einem Absorber von  $0,035\text{ mm}$ , dann mit einem solchen von  $0,25\text{ mm}$  Stärke gemessen. Der Widerstand eines Platinstreifens von  $100 \times 4,0 \times 0,25\text{ mm}$  beträgt aber nur rund  $0,01\text{ Ohm}$ . Deshalb wurde statt des reinen Platins eine Legierung von höherem spezifischem Widerstand angewandt. Die Forderungen, welche die zweite Komponente zu erfüllen hat, sind die, daß Dichte und Atomgewicht möglichst hoch sein sollen, daß die Legierung zu Folien verarbeitbar, sowie im Handel zu haben sein muß. Diesen Bedingungen kommt eine Legierung von Platin mit 30 Proz. Iridium am nächsten. Ihr spezifischer Widerstand ist 3 mal größer als der des reinen Platins. In bezug auf Röntgenstrahlenabsorption wirkt sie praktisch gerade so wie reines Platin, weil die Ordnungszahlen beider Komponenten sich nur um eine Einheit unterscheiden (77,78).

Die früher angegebene Widerstandsmessung aus Strom und Spannung wurde noch dadurch verbessert, daß zur Potentialabnahme zwei prismatische Schneiden dienten, über welche der Streifen gespannt wurde. Um den Fehler der Energiemessung herabzusetzen, wurde nicht dieselbe Strahlung mehrmals gemessen, weil man hier geneigt ist, denselben Heizstrom wieder einzustellen; vielmehr wurde die Röhrenspannung um kleine Beträge geändert und jede dieser Strahlungen nur einmal gemessen. Das weitere ergibt sich aus den folgenden Zahlenangaben.

#### Widerstandsmessung

Temperatur 20,6° C

Stromempfindlichkeit des Galvanometers  $2,79 \cdot 10^{-9}$  Amp. pro mm

Meßstrom in mA	Galv. + Vorwiderstand in Ohm	Galvanometer-Ausschlag in mm	Widerstand zwisch. den Schneiden in Ohm	
8,22	505	408	$6,994 \cdot 10^{-2}$	Techn. Pt 0,035 mm dick, 4 mm breit, Schneiden- abstand 77,0 mm
10,98	700	391	6,955	
15,00	1115	337	6,989	
30,00	2170	347	7,003	
20,78	505	365	$2,475 \cdot 10^{-2}$	Pt-Ir 0,25 mm dick, 4 mm breit, Schneiden- abstand 74,1 mm
29,52	700	374	2,474	
45,00	1115	360	2,489	
73,80	2170	304	2,494	

#### Vergleichende Energiemessung

Volt primär	Röhrenstrom in mA	Heizstrom für den Absorber in mA	Intensität in Watt	
21,9	21,0	28,6	$1,855 \cdot 10^{-5}$	Pt
22,4	"	29,7	2,001	
23,0	"	31,3	2,222	
23,5	"	33,1	2,484	
21,9	"	47,0	$1,851 \cdot 10^{-5}$	Pt-Ir
22,4	"	49,2	2,028	
23,0	"	51,3	2,205	
23,5	"	53,8	2,425	

Bis auf eine mittlere Abweichung von 1,2 Proz., welche innerhalb der Meßfehler liegt, liefern also beide Absorber das gleiche Ergebnis.

### Versuchsanordnung

Fig. 1 zeigt die für Untersuchungen bei Atmosphärendruck gebrauchte, aus einem einseitig zugeschmolzenen Glasrohr bestehende Ionisationskammer, deren obere Hälfte während des Versuches mit einem wärmeschützenden Mantel umgeben ist. Der zur Heizung dienende Widerstandsdraht verläuft in einiger Entfernung unterhalb des Glasrohres. Es erscheint zunächst einfacher, denselben um das Rohr zu wickeln. Dann hat man aber bei einfacher Wicklung ein möglicherweise störendes Magnetfeld im Innern. Man kann auch das Innere während des



Ionisationskammer für die Halogene. Links Bleiblende und Messingring mit Schraubenbolzen. Rechts Glasplatte mit Durchführungen und zwei Messingringen zum Anschrauben. Im Innern zwei Eisenplattenelektroden mit Quarzisolatoren

Fig. 1

Versuches nicht beobachten und muß die Heizwicklung gegen das Rohr noch besonders isolieren, weil dasselbe auf Spannungen bis 3 kV aufgeladen wird. Es erwies sich als ausreichend, in dem Glasrohr zwei zueinander geneigte Eisenplatten als Elektroden anzubringen. Wenn außerdem noch die Glaswand mit einem Drahtnetz bedeckt war, so wurde hierdurch der Ionisationsstrom nicht merklich geändert. Für die Isolation der Elektroden gegeneinander kam selbstverständlich nur Quarz in Frage. Die Kittung der Durchführungen erfolgte mit Pizein, welches zwar oberflächlich in eine körnige Masse übergang; doch erfolgte diese Änderung so langsam, daß eine Kittung viele Versuche aushielt. Zuerst wurde ein aus Glas-

mehl und Wasserglas bestehender Kitt probiert. Derselbe erstarrt zwar zu einer steinharten Masse. Jedoch dauert das Trocknen dieser Mischung mehrere Tage und man muß die gekitteten Teile zerstören, sowie den Kitt mit einem scharfen Meißel abkratzen, wenn man eine Umänderung vornehmen will. Besondere Aufmerksamkeit erforderte die Anordnung des zum Strahleneintritt dienenden Fensters. Als Material für dasselbe kam nur Glas in Frage, da organische Substanzen von den Halogenen entweder in kurzer Zeit zerstört werden, oder so viel auf chemischem Wege bzw. durch Absorption binden, daß die Röntgenstrahlung hierdurch erheblich und in schlecht kontrollierbarer Weise geschwächt wird. Soll die Absorption in dem Glasfenster nur eine Korrekturgröße sein, so muß dasselbe eine Stärke von etwa 0,01 mm haben. Derartige Glashäutchen wurden in bekannter Weise durch plötzliches Aufblasen eines einseitig zugeschmolzenen Glasrohres erhalten. Die Kittung erfolgte mit Wasserglas. Es wurde darauf gesehen, daß das Wasserglas nicht über die Ränder der zu verschließenden Öffnung herüberquoll, bzw. am Fenster herunterlief. Die Bleiblende (3 mm Durchm.) wurde starr mit dem Glasrohr verbunden und möglichst direkt vor demselben angebracht, um zu erreichen, daß die Strahlen unabhängig von der Lage der Kammer möglichst durch die Mitte des Fensters (8 mm Durchm.) gingen. Die Heizwicklung wurde noch ein Stück über die Blende hinausgeführt, um sicher zu sein, daß sich am Fenster keine Schicht von kondensiertem Dampf befand.

#### Ionisationsmessungen

Die Strommessung erfolgte wieder galvanometrisch. Zur Füllung des Rohres mit Chlor, Methylchlorid und Methylbromid wurde dasselbe senkrecht gestellt, und die Gase durch ein bis auf den Boden reichendes Rohr im 10 fachen Überschuß zugelassen. Die Einfüllung der Flüssigkeiten erfolgte aus einer in  $\frac{1}{50}$  ccm geteilten Meßpipette. Feste Substanzen wurden in fein gepulvertem Zustand in ein Glasrohr gestampft, dieses Rohr in die Kammer bis zur Mitte eingeführt und dann das Pulver mittels eines Glasstabes herausgestoßen. Die eingeführte Menge ergab sich durch Zurückwägen des Vorratsgefäßes. Das effektive Volumen der Ionisationskammer betrug



2,3 Liter. Zur Einstellung einer bestimmten Konzentration wurde die Kammer über den Siedepunkt der betreffenden Substanz (außer Jod) erhitzt und die gewünschte Menge eingeführt. Das andere Verfahren, die Temperatur bei Gegenwart eines Überschusses des betreffenden Stoffes zu steigern, steht wegen seiner Unzweckmäßigkeit außer Diskussion. Die zur vollständigen Absorption erforderliche Konzentration ergab sich aus der Abhängigkeit bzw. Unabhängigkeit des Sättigungsstromes von der Konzentration. Bei den Gasen (Chlor, Methylchlorid, Methylbromid) hätte dieses Verfahren eine Druckmessung und eine Evakuierung der Kammer erfordert, was wegen der geringen Festigkeit des Glasfensters nicht in Frage kam und auch sonst sehr umständlich gewesen wäre. Hier ist es einfacher, die durchgelassene Strahlung zu messen. Aus früheren Versuchen mit Argon konnte man berechnen, in welchen Fällen die durchgelassene Strahlung überhaupt merklich war. Eine Argonschicht von 46 cm Länge absorbierte bei Atmosphärendruck die untersuchte Röntgenstrahlung bis auf 3 Proz. Im vorliegenden Falle betrug die effektive Länge der Kammer 72 cm. Die durchgelassene Strahlung kam demnach nur bei Methylchlorid in Frage. Die Messung derselben erfolgte, wie in der ersten Mitteilung angegeben, mit einer Luftpumpe von Atmosphärendruck, wobei auf vollständig absorbierte Energie umgerechnet wurde. Eine nur überschlagsmäßig ausgeführte Messung ergab einen Betrag von einigen Zehntel Prozent, welche Korrektur gegenüber anderen Ungenauigkeiten vernachlässigt wurde. Die Zahlen der folgenden Tabelle dienen bis auf diejenigen in den zwei letzten Kolonnen hauptsächlich zur Orientierung. Denn nur der bei vollständiger Absorption erreichte Sättigungsstrom ist das Ziel der Messung. Deshalb wurden Konzentration und Spannung in ziemlich groben Stufen geändert, so daß das Zahlenmaterial nicht vollständig genug ist, um daraus etwa nähere Aufschlüsse über die Beweglichkeit der in den verschiedenen Gasen gebildeten Ionen zu gewinnen. Nur bei  $\text{CH}_3\text{Cl}$  und  $\text{CH}_3\text{Br}$  zeigt sich besonders augenfällig, daß diese Gase schwerer zu sättigen sind, wie die übrigen untersuchten Stoffe. Die Sättigungsströme müssen noch um den Betrag der im Fenster absorbierten Energie vergrößert werden. Diese Korrektur wurde aus einer ionometri-

schen Abschwächungsmessung in der üblichen Weise bestimmt, bevor das Glashäutchen aufgeklebt war. Sie betrug 2,4 Proz. Der mittlere Fehler der Messungen des Ionenstromes beträgt 4 Proz. Dieser Fehler ist überwiegend durch Schwankungen des Isolationsstromes bedingt. Derselbe betrug je nach der Spannung etwa 2—6 Proz. des Ionenstroms. Dieser Betrag erscheint trotzdem noch recht gering, wenn man berücksichtigt, daß infolge des beschränkten Raumes vier Quarzstäbchen von nur 20 mm Länge zur Isolierung dienen mußten. In bezug auf Leitfähigkeit sind dieselben einem einzigen Quarzstäbchen von 5 mm Länge äquivalent, außerdem kommt noch die Leitfähigkeit der ins Gefäß gehenden Durchführung dazu.

Element bzw. Verbdg.	Ein- gefüllte Menge	Ionisationsstrom bei						Volt pro Ionen- paar
		220	750	1500	2250	3200	Volt	
Chlor . .	(760 mm)	117	178	200	200	—	$\times 10^{-10}$ Amp.	23,6
Brom . .	2,2 ccm	102	163	169	169	—	„	27,9
Jod . . .	2,8 g	116	164	164	163	—	„	28,8
Methyl- chlorid }	(760 mm)	72	145	167	177	179	„	26,0
Methyl- bromid }	(760 mm)	66	121	157	164	164	„	28,7
Methyl- jodid }	1,5 ccm	99	143	158	158	—	„	29,8

Die vorliegende Arbeit wurde mit Unterstützung der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft ausgeführt.

(Eingegangen 16. September 1929)

# ***Wirkung eines Magnetfeldes auf die Dielektrizitätskonstante von Gasen***

***Von A. Pützer***

(Münchener Dissertation)

(Mit 7 Figuren)

## **1. Einleitung**

Die Frage nach einer Veränderlichkeit der Dielektrizitätskonstanten der Stoffe durch äußere Felder umschreibt die Frage nach einer Richtbarkeit der Moleküle. Die festen und flüssigen Körper geben auf diese Frage eine meist bejahende Antwort (1), wogegen die der Gase immer verneinend ausfällt. Diese Tatsache mag man nun so deuten, daß entweder die Fragestellung sinnwidrig ist, oder daß die experimentelle Meßgenauigkeit der Größenordnung des Effektes nicht nahe genug kommt. Die erste Deutung wird durch die theoretische Berechnung nach der neuen Quantenmechanik von van Vleck (2) wahrscheinlich gemacht. Zu der gleichen Ansicht kommt J. J. Weiglé (3) durch klassische Rechnung. Die zweite Deutung ist deshalb berechtigt, weil man zur Messung der Dielektrizitätskonstante der Gase eine erhebliche Genauigkeit braucht, wegen der geringen Abweichung derselben von der des Vakuums. Diese Differenz ist aber maßgebend für die Polarisation, und ihre Änderung erst für eine eventuelle Richtung des Moleküls.

Untersuchungen des magnetischen Richteffektes an Gasen, dem auch diese Arbeit gilt, wurden nach verschiedenen Methoden gemacht. P. Debye und A. Huber (4) suchten vergeblich nach einer Aufladung eines Gaskondensators im Magnetfeld. Der Brechungsindex, bzw. eine eventuelle Doppelbrechung im Magnetfeld (Cotton-Moutoneffekt) wurden von W. Schütz, R. Fraser, K. S. Krishnan, E. T. S. Appleyard (5) untersucht. In keiner dieser Arbeiten konnte eine Abweichung festgestellt werden. Die DK. wurde untersucht von Weatherby

and Wolff, L. M. Mott-Smith and C. R. Daily, A. B. Bryan and C. Sanders (6). Auch alle diese Arbeiten konnten keinen Effekt verzeichnen. Sie benutzten die Schwebungsmethode und die damit erzielte Genauigkeit geht etwa bis  $10^{-6}$  in der DK. Die vorliegende Arbeit ist hauptsächlich in der Absicht vorgenommen worden, die Meßgenauigkeit dieser Methode zu erhöhen, was sich durchaus als möglich erweist.

## 2. Methode und Berechnung

Das Prinzip der Schwebungsmethode ist kurz dieses: Zwei Elektronenröhren erregen je einen Schwingungskreis zu ungedämpften Schwingungen konstanter Frequenz. Die beiden Kreise sind genügend lose gekoppelt, um eine stetige Interferenz (el. Schwebung) zu geben, die im Resonanzgebiet von akustischer Frequenz ist, welche durch gleichzeitiges Gleichrichten einer der beiden Röhren in einem Telephon hörbar gemacht wird. Wird einer der beiden Kreise konstant gehalten, so folgt der Schwebungston den Änderungen des anderen Kreises, die in diesem Falle in einer Änderung des Dielektrikums im Kondensator besteht, sei es durch den Druck des Gases oder durch einen magnetischen Einfluß auf die DK. desselben.

Es kommt nun darauf an, aus einer eingetretenen Frequenzänderung die zugehörige Kapazitäts-, bzw. DK.-Änderung zu berechnen. Dazu wird die Clausius-Mosottische Beziehung benutzt, wobei die DK. der verwandten Gase als bekannt angenommen ist, in Verbindung mit der Formel für die Frequenz eines Thomsonschen Schwingungskreises und der Gasgleichung. Zu berücksichtigen ist, daß die variierte Kapazität im allgemeinen nur ein Teil der Gesamtkapazität des Schwingungskreises ist.

Sei:

$\varepsilon$  = Dielektrizitätskonstante (DK.);

$N$  = elektr. Frequenz;

$n$  = akust. Frequenz;

$L$  = Selbstinduktion;

$C$  = Vakuumkapazität des Gaskondensators;

$C_g$  = Gaskapazität des Gaskondensators;

$C_0$  = verteilte Kapazität des Schw.-Kr.

$p$  = Gasdruck;

$d$  = Gasdichte;

$T$  = absolute Temperatur.

So gilt:

$$(1) \quad N = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C_0 + C_x)}} \quad \text{Thomson,}$$

$$(2) \quad \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \text{konst. } d \quad \text{Clausius-Mosotti,}$$

$$(3) \quad \frac{p}{d} = \text{konst. } T \quad \text{Gasgleichung.}$$

Differentiation von Gl. (1) nach  $C_x$  ergibt:

$$\frac{dN}{dC_x} = -\frac{N}{2(C_0 + C_x)}.$$

Nun ist:

$$C_x = \varepsilon \cdot C \quad \text{und} \quad dC_x = C \cdot d\varepsilon$$

$$n = N_1 - N_2 \quad \text{und} \quad dn = dN_1 = dN,$$

falls  $N_2 = \text{konst.}$  gehalten wird. (Die Indices beziehen sich auf die beiden Schwingungskreise.)

Damit wird:

$$\frac{dn}{N} = -\frac{C \cdot d\varepsilon}{2 \cdot (C_0 + C_x)}.$$

Da die akustische Frequenz  $n$  klein gegen die elektrische Frequenz  $N$  ist, und die Änderungen von  $\varepsilon$  klein gegen  $\varepsilon$  selbst, dürfen die Differentiale  $d$  durch die physikalisch meßbaren Differenzen  $\Delta$  ersetzt werden. Also:

$$(4) \quad \frac{\Delta n}{N} = -\frac{C \cdot \Delta \varepsilon}{2(C_0 + C_x)}.$$

Eliminiert man andererseits aus Gl. (2) und (3) die Dichte  $d$ , unter Berücksichtigung, daß für Gase  $\varepsilon \sim 1$  ist, so folgt:

$$\varepsilon - 1 = \text{konst. } \frac{p}{T}.$$

Die Konstante bestimmt sich aus dem Normalzustand zu:

$$k = (\varepsilon_{p_0} T_0 - 1) \cdot \frac{T_0}{p_0}.$$

Hierin steckt also die Annahme der bekannten DK. der untersuchten Gase. Wird diese nun bei konstanter Temperatur durch Druck variiert, so wird:

$$d\varepsilon_p = k \frac{dp}{T}.$$

Wegen der linearen Beziehung dürfen hierin wieder die Differentiale durch Differenzen ersetzt werden. Mithin mit dem Wert der Konstanten  $k$ :

$$\Delta \varepsilon_p = (\varepsilon_{p_0} T_0 - 1) \cdot \frac{T_0}{T} \cdot \frac{\Delta p}{p_0}.$$

Setzt man diesen Wert in Gl. (4) ein, so folgt:

$$(5) \quad \frac{\Delta n_p}{N} = - \frac{C \cdot \Delta \varepsilon_p}{2(C_0 + C_x)} = - \frac{C \cdot (\varepsilon_{p_0} T_0 - 1) \cdot T_0 \cdot \Delta p}{2 \cdot (C_0 + C_x) \cdot T \cdot p_0},$$

worin  $\Delta n_p$  die Tonänderung ist, die durch die DK.-Änderung  $\Delta \varepsilon_p$  bzw. die Druckänderung  $\Delta p$  hervorgerufen ist. Die Tonänderung  $\Delta n_m$ , die einer DK.-Änderung  $\Delta \varepsilon_m$  durch magnetischen Einfluß entspringt, ist bereits durch Gl. (4) gegeben, bis auf den Index ( $m$  = magnetisch). Durch Division von Gl. (4) und (5) erhält man:

$$(6) \quad \Delta \varepsilon_m = \frac{\Delta n_m}{\Delta n_p} \cdot \Delta \varepsilon_p = (\varepsilon_{p_0} T_0 - 1) \cdot \frac{T_0 \cdot \Delta p \cdot \Delta n_m}{T \cdot p_0 \cdot \Delta n_p} = A \cdot \Delta n_m.$$

Die Formel (6) ist der Ausdruck einer Eichung mit Hilfe der Druckvariation einer bekannten DK. Voraussetzung der Ableitung war die lineare Druckabhängigkeit der DK., wie sie die Clausius-Mosottische Beziehung fordert, und wie sie für die in dieser Arbeit benutzten Gase und den Druckbereich unterhalb einer Atmosphäre von K. Wolf (8) bestätigt wurde. Ferner ist vorausgesetzt, daß die durch den Gasdruck variierte Kapazität gleich der magnetisch variierten Kapazität ist, was experimentell zutrifft (S. 341).

Von welchen Umständen die Empfindlichkeit der Methode abhängt, ist aus Gl. (6) nicht ersichtlich. Dagegen zeigt dies Gl. (4) in der Form:

$$(4a) \quad \Delta \varepsilon_m = - \frac{2(C_0 + C_x)}{N \cdot C} \cdot \Delta n_m = - \frac{2 \cdot \lambda}{\zeta \cdot c} \cdot \Delta n_m,$$

worin bedeuten:

$\lambda$  = Wellenlänge,

$c$  = Lichtgeschwindigkeit,

$\zeta = \frac{C}{C_0 + C_x}$  = Verhältnis der variierbaren Kapazität zur Gesamtkapazität.

Danach ist die Meßgenauigkeit für  $\Delta \varepsilon_m$  um so größer:

- a) je größer die Frequenz  $N$  ist, d. h. je kürzer die benutzte Wellenlänge  $\lambda$  ist.
- b) je größer das Verhältnis  $\zeta$  der variierbaren Kapazität zur Gesamtkapazität ist;
- c) je größer die Genauigkeit der Frequenzbestimmung  $\Delta n_m$  ist.

Bei a) und b) handelt es sich um Apparatkonstanten des Senders, deren Kenntnis laut Gl. (6) zwar nicht erforderlich ist, die aber für die Konstruktion maßgebend sind. c ist Sache der Meßmethode.

a) Die benutzte Wellenlänge ist, wie sich aus einer vergleichenden Wellenlängenmessung ergibt, etwa  $\lambda = 70$  m.

b) Die Größenverhältnisse des Meßkondensators sind durch die Notwendigkeit der Unterbringung zwischen den Magnetpolen gegeben. Der Kapazitätswert würde sich nach der Größe der unvermeidlichen schädlichen Kapazitäten der Induktionen, Röhren und vor allem der langen Zuleitungen ergeben, da es bei gegebener schädlicher Kapazität einen günstigen Wert  $\zeta = 0,67$  gibt. Nach Gl. (1) und (4a) wird die Konstante

$$A = - \frac{4\pi \sqrt{L} (C_1 + C_2)^{\frac{3}{2}}}{C}$$

Bildet man  $\frac{dA}{dC} = 0$  unter Berücksichtigung von  $C_x = \varepsilon \cdot C$ ,

so findet man  $\zeta = \frac{2}{3 \cdot \varepsilon} \sim 0,67$ . Das Extrem ist jedoch sehr flach und führt zu sehr kurzen Wellen, die nach a) zwar erwünscht sind, nicht aber unbedingt nach:

c) Für die Messung von  $\Delta n_m$  wurde die Methode der optischen Schwebungen von Lissajous'schen Figuren benutzt. Die untere Grenze der Meßgenauigkeit dieser Methode ist theoretisch unbegrenzt, praktisch jedoch durch die Inkonstanz der erzeugenden Frequenzen gegeben, von denen die eine dem Meßsender entstammt. Nun nimmt die Konstanz des Senders sehr rasch mit der Wellenlänge ab, weil eine gleich große äußere Störung sich bei einer kurzen Welle prozentual stärker auswirkt, als bei einer langen. Aus diesem Grunde wurde die Wellenlänge nicht allzu kurz gewählt. Im übrigen wurde versucht, der Inkonstanz des Senders dadurch zu begegnen, daß die Frequenzmessungen  $\Delta n_m$  in möglichst kurzer Zeit gemacht wurden.

## 3. Apparatur

## a) Überblick

Die Fig. 1 gibt eine schematische Übersicht der benutzten Apparatur. Bei  $G$  ist der Einlaß der Gase, deren Druck am Barometer  $B$  abgelesen wird. Durch ein Trockengefäß mit  $P_2O_5$  gelangen sie in den Gaskondensator  $K_1$ , der sich zwischen den Flachpolen eines großen Magneten befindet und dessen

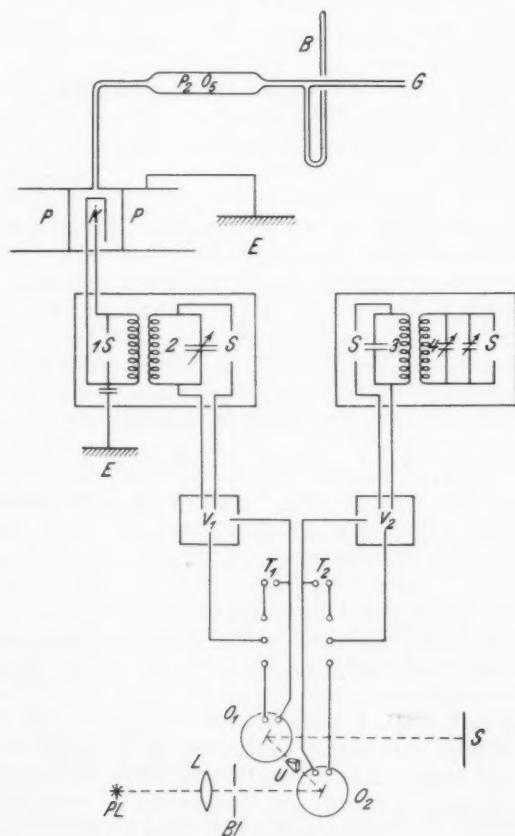


Fig. 1



Kapazität also durch den Druck des Gases oder durch einen magnetischen Einfluß variiert werden kann. Der Kondensator bildet die Kapazität des Schwingungskreises 1, der mit dem Schwingungskreis 2 interferiert. Der entstehende Schwebungston wird in  $V_1$  verstärkt und dann einem akustischen Telephon  $T_1$ , oder einem optischen Telephon  $O_1$  nach M. Wien (9) zugeführt. Das akustische Telephon dient zur Orientierung über die Tonhöhe, vor allem aber zur Messung der durch die Druckänderung  $\Delta p$  erzielten Tonänderungen  $\Delta n_p$ , d. h. also zur Eichung der Apparatur. Die zur Erzeugung der Lissajous'schen Figuren notwendige Vergleichsfrequenz liefert ein zweites Senderpaar 3 und 4 über einen zweiten Verstärker  $V_2$  einem gleichen optischen Telephon  $O_2$ . Auch dieser Schwebungston kann in einem akustischen Telephon  $T_2$  beobachtet werden.

#### b) Gasdarstellung

Die untersuchten Gase sind:  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $CO_2$  und  $N_2$ . Der Sauerstoff wurde durch Erhitzen von Kaliumpermanganat im Vakuum gewonnen und über Ätzkali getrocknet. Der Wasserstoff wurde in einem Kippschen Apparat entwickelt und über  $P_2O_5$  getrocknet. Ein zweiter Kippscher Apparat lieferte die Kohlensäure, die zunächst zwei Gefäße mit Kaliumbicarbonat und wasserfreiem Kupfersulfat passierte, dann noch über glühendes Kupfer und durch ein Gefäß mit Chlorcalcium geleitet wurde. Der Stickstoff wurde einer Bombe entnommen und ebenfalls über glühendes Kupfer geleitet. Vor dem Eintritt in den Gaskondensator passieren alle Gase nochmals ein Gefäß mit  $P_2O_5$ , das zwecks feinerer Verteilung an Glaswolle gebunden ist. Diese Vorsichtsmaßregeln gewährleisteten bei allen Gasen eine weitgehende Trockenheit, und mit Ausnahme des Wasserstoffs wohl auch eine hinreichende Reinheit. Letztere ist für die Untersuchung des Richteffektes zwar nicht in sehr hohem Maße erforderlich, aber in der Eichung angenommen.

#### c) Gaskondensator

Die Konstruktion des Gaskondensators gibt die Fig. 2 an. Es ist ein dosenförmiger Kreisplattenkondensator  $K$  aus Messing von 5 mm Wandstärke. Die Außenhülle  $A$  bildet die eine Belegung, während die andere eine im Innern liegende Kreisplatte  $J$  ist, die durch Quarzfüße  $Q$  isoliert, durch den

Druck des aufschraubbaren Deckels *D* gehalten wird. Die Außenhülle hat bei  $O_1$  eine Öffnung, durch die die Zuleitung der inneren Belegung *i* frei geführt ist, und die zugleich gestattet, den Kondensator zu evakuieren oder mit Gas

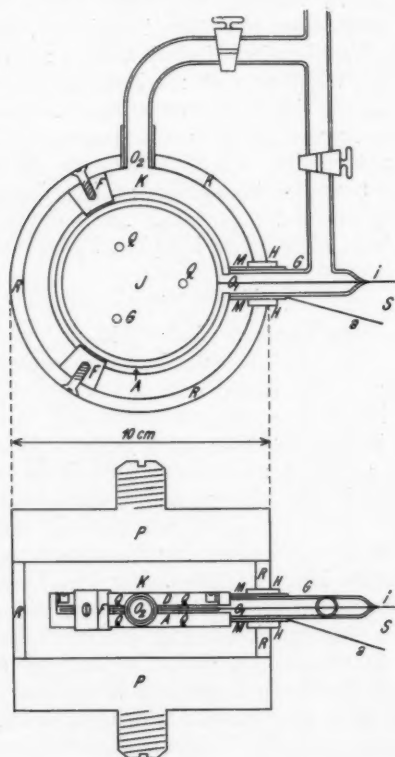


Fig. 2

zu füllen. Zu dem Zweck ist über die Öffnung ein kurzes Messingrohr *M* gesetzt, in das ein Glasrohr *G* eingefangen ist, das an einer ausgezogenen Spitze die innere Belegung nach außen leitet, während ein seitlicher Ansatz zur Pumpe und Gasentwicklung führt. Von dem Messingrohr führt die äußere Belegung *a* zum Sender. Der ganze Kondensator ist von einem Messingring *R*

umgeben, der direkt auf die Polschuhe  $P$  des Magneten gekittet ist. Er ist durch den Hartgummiring  $H$  gegen die äußere Belegung isoliert, und stützt den Kondensator außer an dieser Stelle noch durch die beiden Hartgummifüße  $F$ . Der Zweck des Ringes ist zunächst der, den Kondensator vor Verbiegung durch den Gasdruck zu schützen, was dadurch erreicht wird, daß der durch den Ring und die Polschuhe gebildete abgeschlossene Raum mit dem Innern des Kondensators auf gleichem Druck gehalten wird, wozu die Öffnung  $O_2$  vorgesehen ist. Dann soll der Ring vor allem den Druck der Magnetschenkel bei Belastung des Magneten aufnehmen. Da die Polschuhe mit der Außenhülle des Kondensators eine Erdkapazität bilden, die natürlich unerwünscht ist, wurde dieser Abstand ziemlich groß gewählt. Trotzdem bleibt rechnerisch wie auf Grund einer Ausmessung mit Hilfe der Schwebungsmethode selbst eine Kapazität von 5 cm, während der eigentliche Kondensator eine Kapazität von 45 cm hat. Beide Kapazitäten werden aber sowohl durch Druck als auch durch magnetischen Einfluß variiert, was Voraussetzung der abgeleiteten Formel (6) S. 336 ist.

#### d) Magnet

Der Magnet ist im Keller des Instituts auf Betonsockeln montiert. Die Windungen liegen in einem wassergekühlten Spulenkörper. Bei einer Beobachtungsstromstärke von 37 Amp. ist das erzielte Feld zwischen den Flachpolen im Abstand von 3,7 cm rund 8000 Gauss. (Messung mit der Wismutspirale.) Das Ein- und Ausschalten des Magneten geschieht zwecks Vermeidung kapazitiver Einflüsse durch einen Schnurzug vom Beobachtungsplatz aus. Der Schalter ist durch eine große Kapazität überbrückt, um die in der Gleichstromleitung induzierte Hochfrequenz im geöffneten und geschlossenen Zustand geschlossen zu lassen. Anderenfalls treten beim Schalten große Änderungen des Schwebungstones auf. Diese Kapazität dient außerdem dazu, die erheblichen Überspannungen beim Öffnen zu mildern. Der Eisenkern des Magneten, die Wasserkühlung und der Schutzring des Kondensators sind gemeinsam an die Erde des Stadtnetzes gelegt. Um Bewegungen der Magnetschenkel beim Schalten zu vermeiden, wurden diese bei Belastung des Magneten und Vakuum im Zwischenraum ver-

schraubt, welches Verfahren sich nach mehreren Schaltvorgängen als mehrfach notwendig erwies, um einen wirklich festen Sitz zu erzielen.

#### e) Sender

Alle vier Sender haben Dreipunktschaltung. Die kombinierenden Senderpaare 1, 2 und 3, 4 sind jeweils in geerdeten, doppelwandigen Metallkästen gegen äußere Einflüsse geschützt. Die Batterien sind ebenfalls in Metallkästen untergebracht und durch Kapazitäten überbrückt. Die Koppelung ist rein induktiv

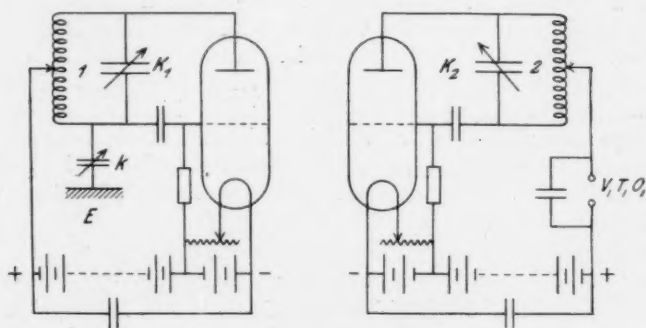


Fig. 3

gewählt. In Fig. 3 sind die Sender 1 und 2 schematisch gezeichnet. Sie sind bis auf die Kondensatoren und das Telephon vollkommen symmetrisch gebaut. Das Gleiche gilt von den Sendern 3 und 4.  $K_1$  ist der Gaskondensator, der in der Fig. 2 dargestellt ist und bereits beschrieben wurde. Bei  $k$  ist eine variable Erdkapazität angedeutet, die zur Kompensation der durch die Druckänderung  $\Delta p$  eingetretenen Tonänderung  $\Delta n$  dient, so daß die Beobachtungsfrequenz  $N$  bei Vakuum und Gasfüllung des Kondensators die gleiche ist.  $k$  dient gleichzeitig zur Regulierung der Lissajousfigur. Konstruktiv ist  $k$  kein Drehkondensator, vielmehr wird die nötige Tonänderung durch die veränderte Lage eines Messingkörpers in der Nähe der Induktionsspule erzielt, der in keiner Weise mit dem Sender in Verbindung steht, wodurch unsichere Kontakte bei Be-

wegung vermieden sind. Der Messingkörper ist um eine Achse im Schutzgehäuse vom Beobachtungsplatze aus drehbar. Der Kondensator  $K_2$  des Senders 2 ist ein variabler Zylinderkondensator mit Glasdielektrikum. Diese Konstruktion wurde gewählt, um möglichst Tonänderungen durch Luftdruckschwankungen, außerdem unsichere Kontakte, zu vermeiden. Als Röhren wurden R E 144 verwandt, hauptsächlich wegen ihrer inneren Konstruktion, die bei Verwendung in dem merklichen Streufeld des Magneten von Einfluß ist. Aus diesem Grunde sind auch möglichst eisenfreie Einzelteile zum Aufbau des Senders benutzt worden.

Die Wellenlänge ist, wie schon erwähnt, von der Größenordnung 70 m. Beide Kreise schwingen in der Grundfrequenz. Trotz der bei Dreipunktschaltung zahlreichen Oberfrequenzen wurden diese für die Messung nicht benutzt, da sie keine Genauigkeitssteigerung bieten, weil alle Störungen in den Oberfrequenzen vervielfacht auftreten. Als Störungen kommen neben Temperaturschwankungen hauptsächlich solche elektrischer Art in Frage. Die ersteren sind erst bei mehreren Zehntel Graden merklich. Eine ziemlich hohe Temperaturkonstanz war dadurch gewährleistet, daß das Senderpaar 1 und 2 mit dem Magneten sich in einem Nebenraum befand, der während der Messung nicht betreten wurde. Den elektrischen Störungen mancherlei Art wurde sehr radikal durch nächtliches Beobachten begegnet, wo die Gewißheit herrschte, daß keinerlei Einflüsse aus dem Institut möglich waren. Die durch die angegebenen Vorsichtsmaßregeln erzielte Konstanz der Schwingungen beträgt etwa  $\pm 1/100$  Schwing/sec. Die Konstanz des Vergleichssenderpaares muß natürlich besonders zuverlässig sein. Durch die Wahl einer Wellenlänge von rund 5000 m für diese Sender wurde weniger als  $\pm 1/1000$  Schwing/sec. erreicht. Der Vergleichston kann ebenfalls vom Beobachtungsplatz aus, durch eine kleine Parallelkapazität im Sender 4, reguliert werden.

#### f) Optische Telephone

Die Konstruktion des optischen Telephons ist ausführlich beschrieben bei M. Wien. (9)

Für den vorliegenden Zweck der Erzeugung von Lissajousfiguren standen zwei vollkommen gleich gebaute optische Telephone zur Verfügung, die nach Abstimmung der schwingenden

Systeme ähnliche Eigenfrequenzen gaben von  $n_1 = 773$  und  $n_2 = 737$  Schwing/sec. Die Resonanzkurven sind so breit, daß eine gegenseitige Überlagerung noch bei merklicher Amplitude eintritt (Fig. 4a). Die Wechselströme stehen von den Schwebungssendern in der Frequenz, und von den Verstärkern in der

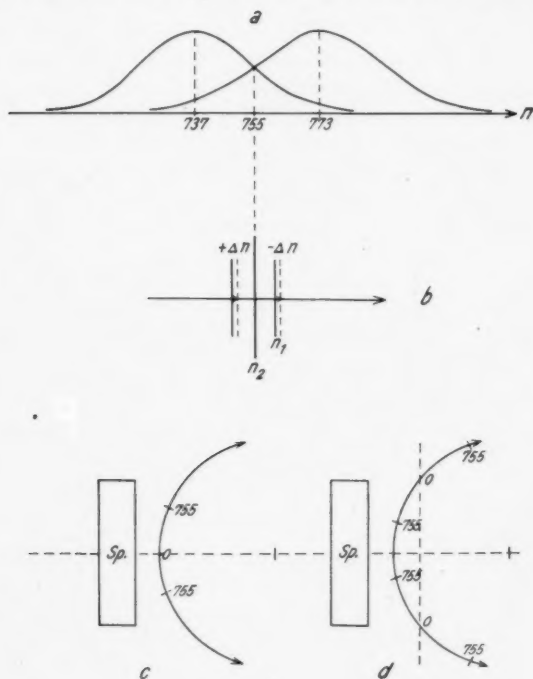


Fig. 4

Amplitude variabel zur Verfügung, wodurch erreicht werden kann, die Kombination in der mittleren Frequenz von 755 Schwing/sec mit nahezu gleichen Amplituden vorzunehmen. Dazu sind die optischen Telephone mit ihren Spiegeln einander zugekehrt, doch so, daß das Licht der Punktlampe  $PL$ . (Fig. 1) an  $O_1$  vorbeifallen kann. Es trifft den Spiegel von  $O_2$ , der es zu einem senkrechten Lichtband auszieht, das durch das Um-

kehrprisma  $U$  den Spiegel von  $O_1$  wagerecht liegend trifft, der selbst senkrecht schwingend, nun die Lissajousfigur entfaltet. Ihre Größe hängt von den Amplituden und dem Abstand des Auffangschirmes  $S$  von den optischen Telephonen ab. Die Linse  $L$  bildet die Punktlampe über die Spiegel und das Umkehrprisma hinweg auf den Schirm scharf und mit ausreichender Lichtstärke ab. Die Blende  $Bl$  hält störendes Nebenlicht fern.

Da das Schwingungsverhältnis 1:1 ist, wird die entstehende Lissajousfigur im allgemeinen eine Ellipse. Weichen die Frequenzen wenig voneinander ab, so pendelt diese Ellipse zwischen zwei symmetrischen Geraden mit einer Frequenz hin und her, die gleich der Differenz der beiden Erregerfrequenzen ist. Diese Pendelung ist also das optische Analogon der akustischen Schwebungen und der elektrischen Schwebungen akustischer Frequenz. Einer Schwebung entspricht ein ganzer Hin- und Hergang der Pendelbewegung. Zur Messung von Frequenzänderungen des Senders 1 mit Hilfe der optischen Schwebungen braucht nur die optische Frequenzänderung gemessen zu werden, da:

$$(N_4 - N_3) - (N_2 - N_1) = n_2 - n_1 = n \text{ opt.}$$

und:

$$\Delta n \text{ opt.} = \Delta N_1,$$

weil  $N_2$   $N_3$   $N_4$  konstant gehalten werden. Die Lissajousschen Figuren gestatten visuell Frequenzänderungen zu messen in den Grenzen der mit dem Auge verfolgbaren Pendelungen, bis hinunter zur Genauigkeit der Anordnung. Die obere Grenze ist individuell verschieden, etwa 5 Schwing/sec, die untere Grenze ist im vorliegenden Fall durch die Inkonstanz der Sender gegeben, also etwa  $\frac{1}{100}$  Schwing/sec.

Eine Eigenart der optischen Telephone muß besprochen werden, die in der vorliegenden Arbeit einen Effekt vortäuschen konnte. Die Membran des optischen Telephones gibt, wie die eines akustischen, einen hörbaren Ton auch außerhalb der Eigenfrequenz. Die Metallzunge spricht dagegen praktisch nur auf ihre Eigenfrequenz an. Da nun der Schwebungston nicht rein ist, sondern Oberschwingungen enthält, spricht das optische Telephon auch bei der tieferen Oktave an, jetzt aber auf die darin erhaltene Oberschwingung, was daran erkenntlich wird, daß wieder eine pendelnde Ellipse als Lissajousfigur auf-

tritt, anstatt wie es sein sollte eine Pendelung zwischen Parabel und Lemniskate. Die akustischen Oberschwingungen sind entstanden aus den elektrischen Oberschwingungen, die in beiden Sendern zahlreich vorhanden sind. Eine Änderung der Grundwelle wird in der Oberwelle mit deren Ordnungszahl multipliziert, was sich an der größeren Inkonstanz der betreffenden Lissajousfigur zeigt, und entsprechend an einem vergrößertem  $\Delta n_m$ . Es besteht nun die Gefahr, daß nach der Kompensation der Druckvariation an Stelle der zuerst beobachteten Ellipse, die dem Einklang entspricht, nun die Ellipse zur Beobachtung gelangt, die der Oktave entspricht, oder umgekehrt. Durch die Verwendung der akustischen Telephone  $T_1$  und  $T_2$  und Festlegung des Beobachtungstones an einem Monochord konnte diese Gefahr vermieden werden.

#### 4. Meßverfahren

Die zu messenden Größen sind:  $T$ ,  $\Delta p$ ,  $\Delta n_p$  und  $\Delta n_m$ .

Die Beobachtungstemperatur fällt mit der Zimmertemperatur zusammen. Die Druckdifferenzen wurden an einem Barometer mit Spiegelablesung ermittelt. Zur Bestimmung von  $\Delta n_p$  dient das Telephon  $T_1$  in Verbindung mit einem Monochord. Die Eichung desselben geschah sowohl nach der Mersenneschen Formel wie direkt mit einer Normalstimmgabel und ergab übereinstimmend für deren Ton 341,3 die Länge 92,8 in willkürlichen Einheiten. Das Monochord diente auch zur Ermittlung der zeitlichen Inkonstanzen der Senderpaare, die schon angegeben wurden.

Die Messung der kleinen Frequenzänderungen  $\Delta n_m$  geschieht mit den optischen Schwebungen der Lissajousfiguren, indem die für eine ganze Zahl von Schwebungen benötigte Zeit mit einer Stoppuhr auf  $\frac{1}{10}$  Sek. ermittelt wird. Zur Gewinnung eines Wertes von  $\Delta n_m$ , d. h. der Frequenzänderung, die dem Einfluß des magnetischen Feldes auf das Gas allein zuzuschreiben ist, sind immer vier Einzelmessungen erforderlich. Denn es tritt beim Einschalten des Feldes auch schon bei Vakuum eine Tonänderung auf. Setzt man die Bedeutung der Indices:  $V$  = Vakuum;  $G$  = Gas;  $F$  = mit Feld;  $o$  = ohne Feld; so berechnet sich der gesuchte Einfluß zu:

$$\Delta n_m = (n_F^G - n_o^G) - (n_F^V - n_o^V) = \Delta n_m^G - \Delta n_m^V,$$



wobei es gleich ist, ob man die Frequenzen  $n$  als die optischen Schwebungsfrequenzen, oder die elektrische Schwebungsfrequenz der Sender 1 und 2, oder als die elektrische Frequenz des Senders 1 selbst auffaßt. Gemessen werden nur die optischen Schwebungsfrequenzen. Da diese sich nach S. 345 aber aus je vier Frequenzen zusammensetzen, so sind an jedem Wert  $\Delta n_m$  16 im allgemeinen verschiedene Frequenzen beteiligt, an den Vakuum- bzw. Gasbeobachter  $\Delta n_m^V$  bzw.  $\Delta n_m^G$  je 8, was bei der Beurteilung der Streuungen der Beobachtungswerte berücksichtigt sein mag.

Die Tatsache des Auftretens von  $\Delta n_m^V$ , also des magnetischen Einflusses auf die Apparatur bei Vakuum bereitete die größte experimentelle Schwierigkeit der Arbeit. Im Laufe der Beschreibung sind schon einige Erscheinungen erwähnt worden, die hierfür verantwortlich gemacht werden können, wie die Hochfrequenzinduktion in der Gleichstromleitung des Magneten, die innere Konstruktion der Röhren (Magnetron-Effekt) und die Art der Befestigung des Kondensators zwischen den Magnetpolen. Ferner konnte bei grober künstlicher Temperaturänderung ein Einfluß auf die Größe von  $\Delta n_m^V$  festgestellt werden, der aber bei den Messungen in der schon angegebenen Weise vermieden wurde. Daß es gelungen ist, die Größe von  $\Delta n_m^V$  auf den aus den Ergebnissen ersichtlichen Betrag herabzudrücken, kann nur einem geduldigen Experimentieren zugeschrieben werden, nicht einer Erkenntnis über die wahre Bedeutung der Erscheinung, die eben vermutlich keinen einheitlichen Ursprung hat. Es muß jedoch betont werden, daß eine Messung auch bei größeren Werten von  $\Delta n_m^V$  möglich ist, die durchaus das gleiche Ergebnis liefert, wie die mitgeteilten Zahlen, nur ist die Genauigkeit nicht so groß, weil die Beobachtung näher an der oberen Grenze des Meßbereiches der Methode stattfinden muß.

Der Gang der Messung ist folgender. Nachdem die Sender eine genügende Konstanz erreicht haben, wird zuerst bei Vakuum im Kondensator  $\Delta n_m^V$  bestimmt, und zwar wird erst das Feld eingeschaltet und die optische Schwebungsfrequenz  $n_F^V$  willkürlich so eingestellt, daß sie gut zählbar ist. Hierbei ist darauf zu achten, daß die Frequenz  $n_1$  immer von der gleichen Seite her der Frequenz  $n_2$  angenähert wird, da sich sonst das Vorzeichen

der gebildeten Differenzen umkehrt (Fig. 4b). Es wurde  $n_1 > n_2$  gewählt, was die Vermeidung der falschen Ellipse S. 345 und 346 erleichtert. Als Hilfsmittel für diese notwendige Einstellung bietet sich der akustische Ton des optischen Telephons, wie auch das Achsenverhältnis der Ellipse, also der Ton von höherer Frequenz kommend, zugleich die  $O_1$  entsprechende senkrechte Achse von größerer Amplitude kommend. Nachdem das Feld ausgeschaltet ist, wird die dadurch veränderte Frequenz  $n_0^V$  gemessen. Die Reihenfolge  $n_F^V \rightarrow n_0^V$  wurde gewählt, weil beim Einschalten die Lissajousfigur zunächst einen Sprung macht und sich ziemlich langsam erst beruhigt, dagegen verläuft der analoge Vorgang beim Ausschalten viel schneller (etwa 3 Sek.). Auf diese Weise wird die Zeit, die man zur Gewinnung der beiden Werte benötigt, möglichst kurz. Sie beträgt im Mittel etwa 15 Sek. Die Messung erfolgt erst, nachdem die Störung durch das Einschalten abgeklungen ist. Daß durch die sprunghafte Änderung der Figur durch den Schalteffekt die Frequenz  $n_1$  nicht auf die andere Seite von  $n_2$  wandert, auf die sie nicht eingestellt war, konnte wieder an dem Achsenverhältnis der Ellipse festgestellt werden. Die Erscheinung wurde auch von Mott-Smith and Daily (6) beobachtet. Die Bestimmung zweier zugehöriger Werte  $n_F^V$  und  $n_0^V$  wurde im allgemeinen 26mal wiederholt, wodurch also 26 Werte  $\Delta n_m^V$  gewonnen wurden. Darauf wird das Gas vorsichtig in den Kondensator geleitet, um thermische Störungen zu vermeiden. Dieser Vorgang wird zur Bestimmung der Empfindlichkeitskonstanten  $A$  zwischen zwei Zuständen benutzt. Um die Gewißheit zu haben, daß dieses Verfahren erlaubt ist, d. h. daß der Kondensator sich drucklinear verhält, wurde eine ganze Druckkurve für Wasserstoff aufgenommen, der wegen der Kleinheit seiner DK. die empfindlichste Probe bietet. Die Kurve ist in Fig. 5 wiedergegeben und bestätigt die geforderte lineare Beziehung zwischen  $\Delta p$  und  $\Delta n_p$ . Nach der Empfindlichkeitsbestimmung wird nun bei einem maximalen Druck von 73,1 cm Hg-Säule in ganz gleicher Weise wie zuvor  $n_F^G$  und  $n_0^G$  26mal beobachtet. Darauf wird das Gas, wieder vorsichtig, abgepumpt und die Empfindlichkeit nochmals bei abnehmendem Druck bestimmt. Schließlich wird zur Kontrolle nochmals  $n_F^V$  und  $n_0^V$  wieder in gleicher Weise gemessen.

Die Art der zwischen der Vakuum- und Gasbeobachtung notwendigen Frequenzkompensation durch den rotierenden Messingkörper birgt noch eine Gefahr. Um einen genügenden Variationsbereich für die Empfindlichkeitsbestimmung zu erzielen, ist es nötig, bei Vakuum den Kondensator  $K_2$  des Senders 2

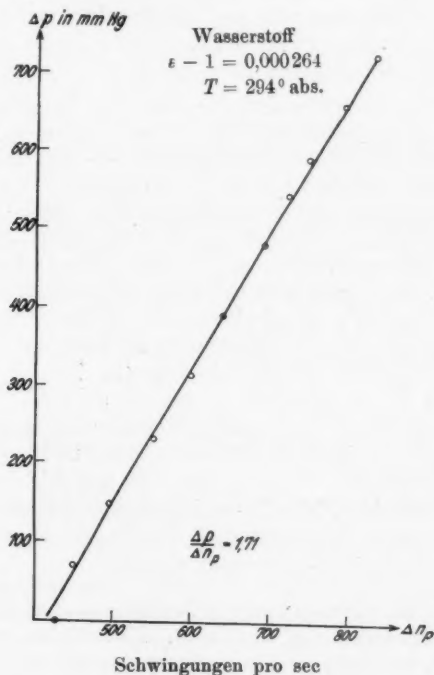


Fig. 5

so einzustellen, daß der Messingkörper bei seiner größten Annäherung an die Spule  $Sp$  die akustische Schwebungsfrequenz der Sender 1 und 2 Null gibt. Man erhält dann bei Gaseinlaß wachsende akustische Frequenz, was für die Messung mit dem Monochord erwünscht ist, weil dessen Meßbereich andernfalls leicht unterschritten wird. Von dieser Stellung des Messingkörpers aus bewirkt Rechts- oder Linksdrehung immer nur eine

Kapazitätsverminderung (oder auch Induktionsverminderung, oder beides), was mit elektrischer Frequenzerhöhung verbunden ist, und zufolge der Art der Einstellung auch akustische Frequenzerhöhung bedeutet. Es gibt daher zwei zur Spulenachse symmetrische Stellungen für den Beobachtungston 755 (Fig. 4c). Wird nun das Gas eingelassen, so wandert der Nullpunkt der akustischen Frequenz von der Spulenachse aus ebenfalls zu zwei symmetrischen Punkten auf dem Drehkreis des Messingkörpers. Ist die eingetretene Tonverschiebung größer als der Beobachtungston selbst (wie bei  $O_2$ ,  $CO_2$ ,  $N_2$ , nicht bei  $H_2$ ), so gibt es jetzt rechts und links der Nulllinie (Fig. 4d) je zwei symmetrische Lagen des Messingkörpers für den Beobachtungston 755. Man muß sich also auch hier, ähnlich wie bei der Wahl der relativen Lage des Beobachtungstones zum Vergleichston auf eine bestimmte Stellung des Messingkörpers festlegen, um eine Vorzeichenverwechslung bei der Differenzenbildung zu vermeiden. Denn jetzt bedeutet wachsende akustische Frequenz links der Nulllinie abnehmende elektrische Frequenz, also Zeichenwechsel. Die bei Gasfüllung zu wählende Stellung ist demnach rechts der Nulllinie in Fig. 4d. Da der Variationsbereich auf dieser Seite stets größer ist, als links der Nulllinie, ergibt sich die Vorsichtsmaßregel, den Beobachtungston immer von der Seite der höchsten hörbaren Frequenz her einzustellen, welche zugleich die auf den Seiten 346 und 347 besprochenen Gefahren vermeidet. Eine Verschiedenheit der gleichberechtigten zur Spulenachse symmetrischen Stellungen konnte bei den Beobachtungen nicht festgestellt werden.

Durch diese Festlegung der Beobachtungsart ist nun auch das Vorzeichen der  $\Delta \epsilon_m$  bestimmt. Es bedeutet ein positives  $\Delta n_m$ , d. h. also eine größere optische Schwebungsfrequenz bei eingeschaltetem Feld als bei ausgeschaltetem, eine positive Änderung der akustischen Schwebungsfrequenz, des Beobachtungstones also, und zugleich eine positive Änderung der elektrischen Frequenz des Senders 1. DH. wie auf Seite 345, wo der Ansatz natürlich willkürlich ist,  $\Delta n_{opt} = + \Delta N_1$ . Wachsende elektrische Frequenz bedeutet aber abnehmende Kapazität oder DK. und somit:

$$\Delta n_m = - \text{konst.} \Delta \epsilon_m = \frac{\Delta \epsilon_m}{A} .$$

Derselbe Zusammenhang ist ja auch durch die Formel 4a S. 336 gegeben, in der die Konstante negatives Vorzeichen hat.

### 5. Ergebnisse

Die Konstante  $A$  bestimmt sich nach Gl. (6) aus den Beobachtungswerten nach der Formel:

$$A = \frac{273 \cdot (\varepsilon_{p_0 T_0} - 1) \cdot l_1 l_2 \cdot \Delta p}{760 \cdot 341,3 \cdot 92,8 \cdot T \cdot (l_2 - l_1)}$$

wobei  $l_1$  und  $l_2$  die Seitenlängen am Monochord sind. Wegen der geringen Temperatur- und Frequenzabhängigkeit der DK. der untersuchten Gase ist es gestattet, an Stelle der Werte  $\varepsilon_{p_0 T}$  die Werte  $\varepsilon_{p_0 T_0}$  zu verwenden, die den Tabellen von Landolt-Börnstein (Erg.-Bd.) entnommen sind, als Mittelwerte der Beobachtungen von Fritts und Zahn bei einer Atmosphäre und 273° abs. ( $N \sim 10^6$ )

	$\varepsilon_{O_2}$	$\varepsilon_{H_2}$	$\varepsilon_{CO_2}$	$\varepsilon_{N_2}$
Fritts . . . . .	0,000507	.,.,.,263	.,.,.,948	.,.,.,555
Zahn . . . . .	.,.,.,518	.,.,.,265	—	.,.,.,581
Mittel	.,.,.,513	.,.,.,264	.,.,.,948	.,.,.,563

Ein Zahlenbeispiel einer Messung an Stickstoff sei hier angeführt.  $T = 292^\circ$  abs.  $\Delta p = 740$  mm,  $l_1 = 79,1$ ,  $l_2 = 23,5$ .

$$A = \frac{273 \cdot 0,000563 \cdot 79,1 \cdot 23,5 \cdot 740}{760 \cdot 341,3 \cdot 92,8 \cdot 292 \cdot (23,5 - 79,1)} = -5,36 \cdot 10^{-7}$$

— 55,6

Solche Berechnungen wurden für alle Gase durchschnittlich sechs angestellt, auf Grund von Messungen bei wachsenden und bei abnehmenden Gasdrucken. Die auf diese Weise für die einzelnen Gase erhaltenen Mittelwerte sind:

$O_2$	$H_2$	$CO_2$	$N_2$
— 5,48	— 5,22	— 5,57	— 5,44 $\cdot 10^{-7}$

Die gegenseitigen Abweichungen von etwa 6 Proz. müssen der Unsicherheit der Bestimmung zwischen zwei Zuständen, der nicht genau bekannten Gastemperatur, und einer vielleicht verschiedenen Gaszusammensetzung (Unreinheit) bei den einzelnen Messungen zugeschrieben werden, wodurch dann die DK. irrig angenommen sind, falls die gebildeten Mittelwerte der  $\varepsilon_{p_0 T_0}$  überhaupt als zutreffend anzusehen sind. Nicht zuletzt treten

hier die gemachten Vernachlässigungen in die Erscheinung. ( $d \rightarrow \Delta$ ,  $\varepsilon \sim 1$ ,  $\varepsilon_{p_0} x \rightarrow \varepsilon_{p_0} T_0$  und eine geringe Verschiedenheit der Kap. bei Gas und Vakuum im Verhältnis  $\varepsilon$ , welcher Fehler aber nur  $\Delta n_m$  trifft.) Einen zuverlässigeren Wert muß die Bestimmung von  $\Delta$  aus der Wasserstoffkurve in Fig. 5 geben, die 11 Meßpunkte enthält. Sie liefert den Wert:

$$\Delta = \frac{273 \cdot 0,000264}{294 \cdot 760} \cdot 1,71 = -5,52 \cdot 10^{-7}.$$

Mit Rücksicht auf die Bedeutung der Konstanten  $\Delta$  nach Gl. 4a S. 396 scheint es gerechtfertigt, die Beobachtungswerte zu einer für alle Gase gemeinsamen Apparaturkonstanten zu mitteln, wobei der Wert, der sich aus der  $H_2$ -Kurve ergibt, mit dem Gewicht 5 angenommen wird, während die Gewichte der Mittelwerte für die einzelnen Gase gleich der Zahl der Einzelbeobachtungen ist. Das ergibt:

$$\Delta = -5,50 \cdot 10^{-7} \pm 2 \text{ Proz.},$$

welche Genauigkeit für den vorliegenden Zweck ausreicht, da es nicht so sehr auf den Absolutwert wie auf die Größenordnung ankommt.

Das Meßverfahren für  $\Delta n_m$  liefert je 52 Zahlenverhältnisse  $\frac{\text{Schwingungszahl}}{\text{Sekundenzahl}}$ . Das rechnerische Auswertungsverfahren sei an einem Beispiel erläutert. Es ist die Bestimmung von  $\Delta n_m^G$  für  $CO_2$  gewählt. In Tab. 1 gibt die Spalte 1 die zeitliche Folge der Beobachtungen. In Spalte 2 und 3 sind die eigentlichen Beobachtungszahlen angegeben, deren Verhältnis ist in Spalte 4 und 5 ausgerechnet. 2 und 4 entsprechen den Beobachtungen mit Feld, 3 und 5 denen ohne Feld. Die Spalte 6 enthält die Summe der Frequenzen mit und ohne Feld, deren absolute Größe und Streuung zeigt, daß die gesuchte Differenz  $n_F^G - n_0^G$  nicht als Summe der gemessenen Werte zu bilden ist, wie es sein könnte, wenn die Frequenz durch den magnetischen Einfluß von der einen Seite der Vergleichsfrequenz auf die andere Seite gewandert wäre. Dies ist der Grund, weshalb die anfängliche Schwebungsfrequenz im allgemeinen bewußt nicht Null gewählt wurde. Umgekehrt zeigen bewußt eingestreute Beobachtungen, die von Schwebungslosigkeit ausgehen, daß die Änderung tatsächlich unter der Meßgenauigkeit verschwindet (Reihe 6

Tabelle 1  $\Delta n_m^G$  für  $\text{CO}_2$ ,  $p = 731 \text{ mm.}$   $T = 291,0^\circ \text{ abs.}$

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Zeitfolge der Beob- achtungen	Schwebungszahlen Sekundenzahlen		$n_F^G$	$n_0^G$	$n_F^G + n_0^G$	+	$\Delta n_m^G$	$\delta =$ $\left  \frac{\Delta n_m^G - \Delta n_m^G}{\Delta n_m^G} \right $	$\delta^2$
	mit Feld	ohne Feld							
1	20: 6,1	20: 6,5	3,28	3,08	6,36	0,20	—	0,29	0,084
2	20: 8,0	20: 7,1	2,50	2,82	5,32	—	0,32	0,23	0,053
3	20: 6,7	20: 5,8	2,98	3,45	6,43	—	0,47	0,38	0,145
4	20: 10,8	20: 8,0	1,85	2,50	4,35	—	0,65	0,56	0,314
5	20: 6,4	20: 6,0	3,13	3,33	6,46	—	0,20	0,11	0,012
6	0	0	0	0	0	0	0	0,09	0,008
7	20: 5,6	20: 6,0	3,58	3,33	6,91	0,25	—	0,34	0,116
8	10: 4,5	10: 5,0	2,23	2,00	4,23	0,23	—	0,32	0,103
9	10: 4,7	10: 4,6	2,13	2,17	4,30	—	0,04	0,05	0,003
10	20: 9,2	20: 8,1	2,17	2,47	4,64	—	0,30	0,21	0,044
11	20: 6,7	20: 6,5	2,99	3,08	6,07	—	0,09	0,00	0,000
12	10: 5,5	10: 6,7	1,82	1,49	3,31	0,33	—	0,42	0,177
13	0	0	0	0	0	0	0	0,74	0,008
14	10: 0,7	10: 5,4	1,43	1,85	3,28	—	0,42	0,33	0,109
15	10: 5,2	10: 6,3	1,93	1,59	3,52	0,34	—	0,43	0,186
16	20: 7,7	20: 7,4	2,60	2,71	5,31	—	0,11	0,02	0,000
17	20: 6,0	20: 5,9	3,33	3,39	6,72	—	0,06	0,03	0,001
18	10: 5,3	10: 5,0	1,89	2,00	3,89	—	0,11	0,02	0,000
19	10: 4,8	10: 4,5	2,09	2,23	4,32	—	0,14	0,05	0,003
20	20: 8,6	20: 9,5	2,33	2,11	4,44	0,22	—	0,31	0,096
21	20: 9,2	20: 8,1	2,17	2,47	4,64	—	0,30	0,21	0,044
22	20: 7,8	20: 6,6	2,57	3,03	5,60	—	0,46	0,37	0,137
23	10: 9,4	10: 9,0	1,06	1,11	2,17	—	0,05	0,04	0,002
24	10: 5,1	10: 5,3	1,96	1,89	3,85	0,07	—	0,16	0,026
25	20: 8,0	20: 8,0	2,50	2,50	5,00	0	0	0,09	0,008
26	10: 6,1	10: 5,3	1,64	1,89	3,53	—	0,25	0,16	0,026
Zeitmittel 6,3   Zeitmittel 6,0						+ 1,64	— 3,97		1,705
Mittlere Beobachtungszeit:							+ 1,64		—
= 6,3 + 6,0 + 3 = 15,3 sec							— 2,33		—

$$\Delta n_m^G = - \frac{2,33}{26} = - 0,09 \pm 0,034$$

$$\frac{2}{3} \sqrt{\frac{1,705}{26 \cdot 26}}$$

und 13 in Tab. 1.) Übrigens zeigt Reihe 25 einen Wert, bei dem auch bei zählbaren Schwebungen keine Änderung merklich ist. In Spalte 7 und 8 sind die Differenzen im Sinne der Festsetzung auf S. 350 als positiv oder negativ verzeichnet. Die

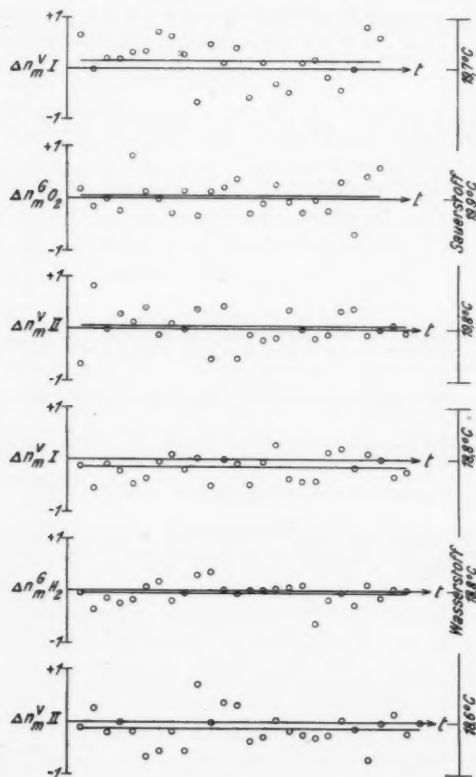


Fig. 6

ziemlich erheblichen Streuungen dieser Werte sind nach S. 345 und 347 dadurch erklärlich, daß sich jeder Wert aus acht Frequenzen zusammensetzt. Dazu kommen noch je zwei persönliche Zählfehler und Ablesefehler der Stoppuhr und deren Fehler selbst. Die erkennbaren systematischen Fehler wurden



an geeigneter Stelle beschrieben und deren Vermeidung angegeben. Daß darüber hinaus keine einseitigen Fehler in den Messungen vorliegen, zeigen die Figg. 6 und 7, die für alle Beobachtungen das typische Bild von Wahrscheinlichkeits-

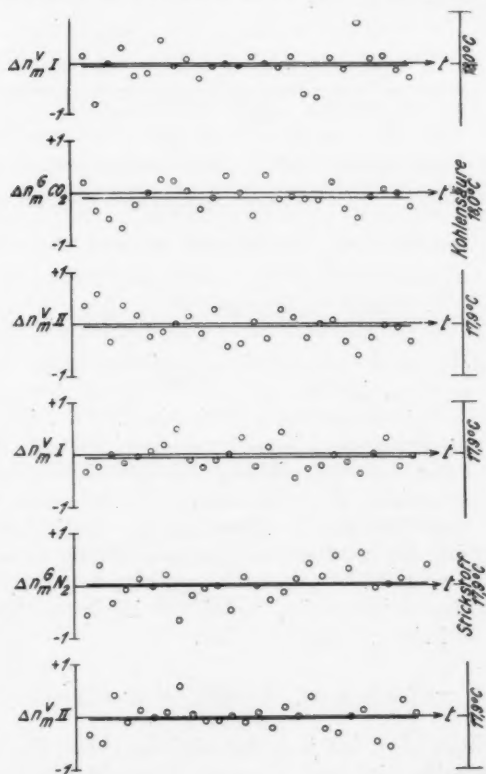


Fig. 7

schwankungen geben. Es sind die Werte  $\Delta n_m$  in der zeitlichen Folge ihrer Gewinnung gleichabständig aufgetragen. Dazu ist die Lage des berechneten Mittelwertes eingezeichnet. Dieser ist als arithmetisches Mittel aus den Werten der Spalten 7 und 8 unter Berücksichtigung des Vorzeichens gebildet. Spalte 9

und 10 enthalten die Einzelfehler und deren Quadrate für die Fehlerberechnung.

In der an Tab. 1 erläuterten Weise sind die in der Tab. 2 verzeichneten Ergebnisse berechnet, die untereinander gleiche Zuverlässigkeiten haben.

Tabelle 2

	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>
$\Delta n_m^V \text{ I}$	$+0,15 \pm 0,057$	$-0,138 \pm 0,030$	$-0,043 \pm 0,045$	$-0,056 \pm 0,033$
$\Delta n_m^G$	$+0,05 \pm 0,046$	$-0,044 \pm 0,026$	$+0,090 \pm 0,034$	$+0,031 \pm 0,04$
$\Delta n_m^V \text{ II}$	$+0,045 \pm 0,046$	$-0,118 \pm 0,042$	$-0,051 \pm 0,038$	$-0,023 \pm 0,037$
$\Delta \bar{n}_m$	$-0,048 \pm 0,098$	$+0,084 \pm 0,062$	$-0,043 \pm 0,075$	$+0,071 \pm 0,078$
$\Delta n_m$	$-0,146$	$+0,146$	$-0,118$	$+0,149$

Als Fehler ist der wahrscheinliche mittlere Fehler des Mittelwertes angegeben. Es fällt auf, daß die Mittelwerte selbst von der gleichen Größenordnung sind wie diese Fehler. Es muß das als der Ausdruck der Erreichung der Grenzen des Meßverfahrens angesprochen werden. Die Mittelwerte unter sich zeigen nur geringe Abweichungen. Mit Ausnahme von O<sub>2</sub> scheinen sogar die kleinen Abweichungen der Vakuum- und Gaswerte bei der zweiten Vakuumbeobachtung reproduziert. Es ist aber zu bedenken, daß der gesuchte Wert  $\Delta n_m$  erst die Differenz dieser Werte ist, wobei die Fehler natürlich ungünstigsten Falles zu addieren sind.

$$\Delta \bar{n}_m = \frac{1}{2} (2 \Delta n_m^G - \Delta n_m^V \text{ I} - \Delta n_m^V \text{ II} \pm \text{Fehlersumme}).$$

Das heißt aber, daß jetzt der mögliche Fehler die Differenz selbst übertrifft. Es kann also aus diesen Ergebnissen unter keinen Umständen auf eine Veränderlichkeit der DK. der untersuchten Gase durch ein magnetisches Feld geschlossen werden. Die Frage kann nur noch die sein, bis zu welcher Grenze das Fehlen einer Einwirkung des Magnetfeldes mit Sicherheit behauptet werden kann. Zur Beurteilung dieser Grenze ist der Fehler zum Resultat zu addieren. Man erhält so die Werte  $\Delta n_m$  der 5. Reihe in Tab. 2. Mit dem Wert der Konstanten  $A$

auf S. 352 wären dann die ungünstigsten Falles eingetretenen Änderungen der DK. für:

$$\left. \begin{array}{ll} \text{Sauerstoff} & \Delta \varepsilon_m = + 8 \cdot 10^{-8} \\ \text{Wasserstoff} & \Delta \varepsilon_m = - 8 \cdot 10^{-8} \\ \text{Kohlensäure} & \Delta \varepsilon_m = + 6,5 \cdot 10^{-8} \\ \text{Stickstoff} & \Delta \varepsilon_m = - 8,2 \cdot 10^{-8} \end{array} \right\} \pm 2 \text{ Proz.}$$

Den Vorzeichen ist, obschon sie im richtigen Sinne angegeben wurden, wegen der Fehleraddition keine Bedeutung mehr beizulegen. Bei sehr vorsichtiger Beurteilung der Fehler wird man eine allgemeine Grenze von  $1 \cdot 10^{-7}$  in der DK. angeben können. Es entspräche das einem  $\Delta n_m$  von 0,18. Dieser Wert ist nahezu der wahrscheinliche Fehler der Einzelbeobachtung. Für die Frage der Polarisierbarkeit ist  $\varepsilon - 1$  maßgebend. Es läßt sich also sagen, daß die dielektrische Polarisierung im Magnetfeld sich wenn überhaupt, um weniger als  $1/1000$  ändert.

#### 6. Zusammenfassung

Es wird der Einfluß eines Magnetfeldes auf die DK. der Gase  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $CO_2$  und  $N_2$  untersucht. Mit einer Schwebungsanordnung wird eine Empfindlichkeit in der DK. von  $5,5 \cdot 10^{-7}$  pro Schwingung erzielt. Davon werden noch 0,15 Schwingungen durch die Methode der optischen Schwebungen mit Lissajousfiguren sicher meßbar gemacht. Bei einem Felde von 8000 Gauss läßt sich innerhalb der Fehlergrenzen bei keinem der angegebenen Gase ein Einfluß des Magnetfeldes auf die DK. feststellen. Die untere Grenze, für die dies mit Sicherheit behauptet werden kann, beträgt für  $\varepsilon$  rund  $1 \cdot 10^{-7}$ , für  $\varepsilon - 1$  rund  $2 \cdot 10^{-4}$ , für die dielektrische Suszeptibilität  $\frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$  rund  $2 \cdot 10^{-3}$ .

Die vorliegende Arbeit wurde im physikalischen Institut der Universität München in der Zeit vom Sommersemester 1927 bis zum Sommersemester 1929 ausgeführt.

Für die Anregung zu dieser Arbeit, die Gestaltung ihrer Methodik und sein förderndes Wohlwollen bin ich dem verstorbenen Leiter des Instituts, Hrn. Geheimen Rat, Prof. Dr. W. Wien, zu großem Danke verpflichtet, den persönlich abzustatten mir versagt bleibt.

Hrn. Prof. Dr. E. Rüchardt danke ich herzlichst für die Fortführung der Arbeit und besonders für die endgültige Gestaltung des Meßverfahrens.

Hrn. Priv.-Doz. Dr. F. Kirchner bin ich für viele wertvolle Ratschläge zu herzlichem Danke verpflichtet.

---

#### 7. Literaturangaben

- 1) J. Herweg, *Ztschr. f. Phys.* **3**, S. 36. 1920; W. Kast, *Ann. d. Phys.* **73**, S. 145. 1924; J. Malsch, *Phys. Ztschr.* **29**, S. 770. 1928; *Ann. d. Phys.* **84**, S. 841. 1927; G. Szivessy, *Ztschr. f. Phys.* **34**, S. 474. 1925.
- 2) J. H. van Vleck, *Phys. Rev.* **29**, S. 727. 1927; **30**, S. 31. 1927.
- 3) J. J. Weiglé, *Phys. Rev.* **29**, S. 362. 1927; *Helv. Phys. Acta* **1**, S. 273. 1928.
- 4) P. Debije u. A. Huber, *Physica* **5**, S. 377. 1925; A. Huber *Phys. Ztschr.* **27**, S. 619. 1926.
- 5) W. Schütz, *Ztschr. f. Phys.* **38**, S. 853. 1926; R. Fraser, *Phil. Mag.* **1**, S. 885. 1926; K. S. Krishnan, *Proc. Indian Ass. for the Cultiv. of Sc.* **10**, Nr. 1, S. 35. 1926; E. T. S. Appleyard, *Nature* **119**, S. 353. 1927.
- 6) B. B. Weatherby u. A. Wolff, *Phys. Rev.* **27**, S. 769. 1926; L. M. Mott-Smith u. C. R. Daily, *Phys. Rev.* **28**, S. 976. 1926; A. B. Bryan u. C. Sanders, *Phys. Rev.* **32**, S. 2. 1928.
- 7) J. Herweg, *Verh. d. D. Phys. Ges.* **21**, S. 572. 1919; L. Pungs u. G. Preuner, *Phys. Ztschr.* **20**, S. 543. 1919; W. Hammer, *Ber. d. naturf. Ges. Freiburg i. Br.* **XXII**, 1920.
- 8) K. Wolf, *Ann. d. Phys.* **83**, S. 884. 1927.
- 9) M. Wien, *Wied. Ann.* **42**, S. 593. 1891 **44**, S. 681. 1891.

Physikalisches Institut der Universität München, Mai 1929.

(Eingegangen 6. August 1929)

---

**Messung von Intensitätsverhältnissen in der  
Hauptserie des Cäsiums<sup>1)</sup>**

**Von Chr. Füchtbauer und H. W. Wolff**

(Mit 3 Figuren)

**§ 1. Einleitung**

Die direkte Bestimmung des Intensitätsverhältnisses von zwei Spektrallinien geschieht nach zwei Methoden. Man photographiert entweder die Absorptionslinien der betreffenden Substanz, nachdem man durch Zusatz von Fremdgasen oder Erhöhung des Eigendruckes die zur optischen Auflösung nötige Breite der Linien erhalten hat, oder man photographiert die elektrisch, thermisch oder optisch angeregten Emissionslinien. Bei beiden Methoden werden dann die Schwärzungen der Linien und einer auf dieselbe Platte exponierten Intensitätsmarkenskala bekannter Intensitätsverhältnisse photometriert. Die Intensitätsmarkenskala liefert die Plattencharakteristik, d. h. den Zusammenhang zwischen aufgefallener Intensität und Schwärzung, der jeweils eine Funktion der Platte und des Entwicklungsprozesses ist. Die Linienschwärzungen können dann mit Hilfe dieser Charakteristik in Intensitäten umgerechnet werden. Intensitätsverhältnisse der Duplettcomponenten in der Hauptserie des Cäsiums sind von Füchtbauer und Hofmann<sup>2)</sup>, sowie Bartels<sup>3)</sup> und Füchtbauer und Meier<sup>4)</sup> nach der Absorptionsmethode bestimmt worden. Während diese Methode theoretisch sehr durchsichtig und eindeutig ist, da Ausgangsniveau der beiden Linien der gemeinsame *s*-Term ist, ist sie rein meßtechnisch nur beschränkt anwendbar. Bei etwas größerem Intensitätsverhältnis geschieht die richtige

1) Rostocker Dissertation.

2) Chr. Füchtbauer u. W. Hofmann, Ann. d. Phys. **43**. S. 96. 1914.

3) H. Bartels, Ann. d. Phys. **65**. S. 143. 1921.

4) Chr. Füchtbauer u. H. Meier, Phys. Ztschr. **27**. S. 853. 1926.

Absorption der stärkeren Komponente sehr leicht auf Kosten der schwächeren, die dann also zu schwach absorbiert ist, so daß die Flügel der Linie nur ungenau gemessen werden können. Nach der Emissionsmethode sind Messungen von Dorgelo<sup>1)</sup>, Oudt<sup>2)</sup>, Kohn und Jakob<sup>3)</sup>, Filippov<sup>4)</sup> sowie Sambursky<sup>5)</sup> an Alkaliliniën ausgeführt worden. Bei dieser Methode ist das Intensitätsverhältnis von zwei Linien eventuell nicht unabhängig von der Anregung, da in der Hauptserie der angeregte Term der Emissionsliniën den Dublettcharakter trägt. Eine weitere Schwierigkeit bietet die Selbstabsorption des emittierten Lichtes in der leuchtenden Schicht, die das Intensitätsverhältnis auf Kosten der stärkeren Komponente fälscht. In der vorliegenden Arbeit lag uns daran, neben diesem Punkt noch einen zweiten einwandfreier zu behandeln, als es bei den bisherigen Emissionsmessungen geschehen ist. Alle bisherigen Messungen litten an einer gewissen Undefiniertheit der Druckverhältnisse. Sie wurden teils an den in Flammen zerstäubten Salzen der Alkalimetalle, teils an dem mit dem betreffenden Salz beschickten Kohlebogen, teils an Spektralröhren, in denen der eigentliche Entladungsträger ein Edelgas war, gemacht. Von theoretischer Seite ist zuweilen geltend gemacht worden, die Abweichung der experimentell gefundenen I.V.<sup>6)</sup>-Werte von dem theoretisch begründeten Gesetz, nach dem das I.V. aller Alkalihauptseriendubletts 1:2 sein müßte, sei auf den Einfluß von Fremdgas zurückzuführen. Unsere Methode unterscheidet sich wesentlich darin von den bisherigen, daß das Cäsium im Hochvakuum verdampft wurde, so daß ein Einfluß des Fremdgas (Edelgas in der Spektralröhre, atmosphärische Luft im Kohlebogen und in der Flamme) eliminiert wurde.

## § 2. Das Versuchsrohr

Aus dem oben Gesagten geht hervor, daß ein elektrisches Entladungsrohr, in dem lediglich der Cäsiumdampf Entladungs-

1) H. B. Dorgelo, Diss. Utrecht 1924.

2) F. W. Oudt, Ztschr. f. Phys. **33**. S. 656. 1925.

3) H. Kohn u. H. Jakob, Phys. Ztschr. **27**. S. 819. 1926; Ann. d. Phys. **86**. S. 449. 1928.

4) A. Filippov, Ztschr. f. Phys. **36**. S. 477. 1926; **42**. S. 495. 1927.

5) S. Sambursky, Ztschr. f. Phys. **49**. S. 731. 1928.

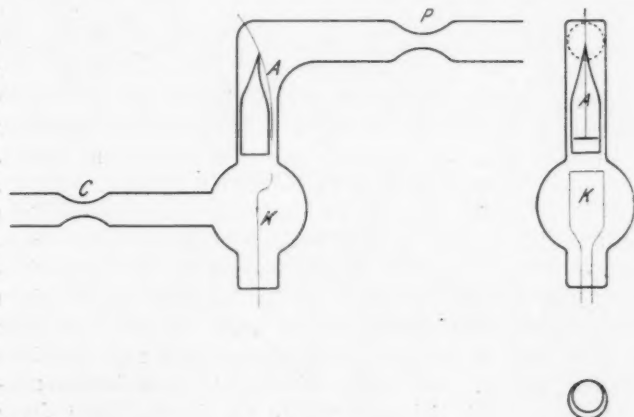
6) I.V. = Intensitätsverhältnis.

träger ist, den Anforderungen des Problems am meisten gerecht wird, sofern es gelingt, bei möglichst geringem Wert des Produktes Dampfdruck  $\times$  Dicke der leuchtenden Schicht die Cäsiumatome zu genügend intensiver Emission anzuregen. Wir machten eine große Reihe von Vorversuchen, um die günstigste Röhrenform und Betriebsart auszuprobieren. Es stellte sich zunächst heraus, daß eine gewöhnliche selbständige Glimmentladung hier nicht zum Ziel führte, auch eine Tesla-Hochfrequenz-Entladung ließ sich nicht zünden. Man konnte nicht das Hin- und Herpendeln der stoßenden Teilchen zur Erhöhung der Stoßausbeute ausnutzen, wohl weil bei den großen Geschwindigkeiten der stoßenden Teilchen in der kurzen Halbperiode des hochfrequenten Wechselstroms bereits der ganze zur Verfügung stehende Weg zwischen den Elektroden durchlaufen ist, und der Vorzug von Wechselstrom gegenüber Gleichstrom derselben Spannung gar nicht zur Geltung kommt. Wir gingen deshalb zu einer Entladung mit Glühkathode über. Hier zeigte es sich, daß die übliche Form der Spektralröhren mit einer Kapillaren an der Beobachtungsstelle den Stromdurchgang durch negative Wandaufladung auf der Kathodenseite stark behinderte. Erst als die Kapillare durch einen mondsichelförmigen Schlitz ersetzt wurde, konnte das Rohr bei dem nötigen geringen Cäsiumdampfdruck zum Leuchten gebracht werden. Der Schlitz bietet dem Elektrizitätsdurchgang offensichtlich viel mehr Fläche als eine Kapillare, deren Durchmesser von derselben Größe wie die beobachtete weiteste Stelle des Schlitzes ist. Mit dem Einführen einer Wolframglühkathode trat als neue Forderung eine nicht zu lange Belichtungszeit auf, da sich bei längerem Betrieb die ganze Glaswand des Rohres einschließlich der Beobachtungsstelle durch Zerstäuben des Wolframs allmählich schwärzte, und so die Lebensdauer eines Rohres relativ beschränkt war.

Fig. 1 zeigt das Entladungsrohr in seiner endgültigen Form. Es bestand aus Gundelachglas, in das die Elektroden vermittels Platin in Verbindung mit dem Einschmelzglas 397<sup>m</sup> eingeschmolzen waren. Die Glühkathode *K* war ein an Nickelhaltern befestigter Wolframdraht von 0,1 mm Stärke, dessen Form dem darüber befindlichen Entladungsschlitz angepaßt war. Die Anode *A* war ein ebenfalls in Form des

Schlitzes gebogener Platindraht, an dessen Nickelhalter ein zylindrisches Röhrchen zur rückwärtigen Begrenzung des Entladungsschlitzes befestigt war, und zwar so, daß die Anode völlig in den gebildeten Schlitz hineinragte. Die Höhe des Schlitzes betrug 4 mm, die größte Dicke 2–2,3 mm.

Nachdem das Rohr bei *P* an die Pumpe geschmolzen war, wurde es in einem elektrischen Ofen auf 450° C stundenlang unter dauerndem Pumpen erhitzt. Das Pumpaggregat bestand aus einer dreistufigen Quecksilberdiffusionspumpe aus



Versuchsrohr

Fig. 1

Supraxglas mit Gasheizung und einer rotierenden Ölpumpe von Leybold als Vorpumpe. Das Vakuum konnte mit einem MacLeod gemessen werden. Die Abkühlung des Ofens geschah bis 350° C sehr langsam, um die letzten aus dem Glas austretenden Gasmengen vollständig abpumpen zu können, auf eine Stunde ausgedehnt, von da ab möglichst schnell, damit so wenig wie möglich Gas aus den tiefer gelegenen Glasschichten an die Oberfläche diffundierte und eventuell beim Betrieb des Rohres abgegeben wurde. Zum Schluß wurde bei kaltem Rohr der Glühdraht mit einem höheren Strom geheizt, als er später bei den Aufnahmen je wieder zur Verwendung gelangte, und



zwar wurde die Kathode zum „Atmen“ gebracht, d. h. nach 20 Sek. Glühdauer wurde der Glühstrom ausgeschaltet und einige Minuten nur gepumpt. Das wurde  $\frac{1}{2}$ —1 Stunde wiederholt.

Das Cäsium wurde durch Erhitzen mit Calcium aus dem Chlorid gewonnen und durch mehrmaliges Destillieren in kleinen Portionen direkt an der Pumpe von absorbierten Gasmengen befreit. Es kam niemals mit Luft oder schlecht entgaste Glaswänden in Berührung. Es befand sich schließlich in einer kleinen Glaspatrone, deren eine Seite zu einer dünnwandigen Kugel aufgeblasen war. Diese wurde an der Apparatur mit einem Eisenstück magnetisch zertrümmert, das Cäsium ins Rohr destilliert und bei  $C$  abgeschmolzen. Darauf wurde das ganze Rohr von der Pumpe abgeschmolzen.

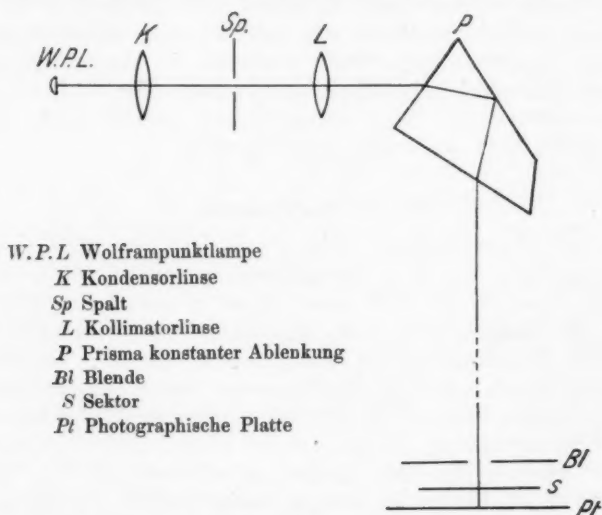
### § 3. Der Spektrograph

Das abgeschmolzene Rohr wurde jetzt in einem elektrischen Ofen vor dem Spektrographen justiert, d. h. der Schlitz  $S$  wurde mit Hilfe einer Linse in natürlicher Größe auf den Spektrographenspalt abgebildet. Der Spektrograph war ein Einprismenapparat mit Glasoptik. Er hatte ein Öffnungsverhältnis von  $\frac{1}{20}$ . Die Dispersion betrug für das blaue Cäsiumdublett bei  $\lambda = 4555 \text{ \AA}$  14,5  $\text{\AA}/\text{mm}$ , so daß die beiden Dublettkomponenten 2,56 mm auf der Platte voneinander entfernt waren. Für das nächste ultraviolette Dublett bei  $\lambda = 3876 \text{ \AA}$  lauten die entsprechenden Zahlen 7,4  $\text{\AA}/\text{mm}$  und 1,66 mm Komponentenabstand. Die Spaltbreite konnte daher immer  $\frac{3}{10}$  mm betragen, so daß beim Photometrieren ein von Randeffekten völlig freier Kern der Linie ausgemessen werden konnte.

### § 4. Die Intensitätsmarken

Die Intensitätsmarkenskala wurde nach der Methode des rotierenden Sektors hergestellt (Fig. 2). Eine Wolframpunktlichtlampe der Fa. Osram wurde auf einen Spalt in ungefähr gleicher Größe abgebildet. Ein Prisma konstanter Ablenkung (Pellin-Broca) aus Uviolglas zerlegte das Licht spektral, und kurz vor der Platte wurde der jeweils benutzte Spektralbezirk ausgeblendet. Die Lampe stand bei den Aufnahmen quer zur

Spaltrichtung, damit nicht die Wärmeleitung des Metallhalters der glühenden Wolframhalbkugel eine unregelmäßige Beleuchtung in Richtung des Spaltes hervorrief. Eine ganz geringe Unschärfe in der Figur auf den Spalt war sehr zweckmäßig, da sich sonst Struktur der glühenden Oberfläche, hervorgerufen durch Rauigkeiten oder lokale Gasausbrüche aus dem glühenden Metall, unliebsam bemerkbar machten. Die Abstände Spalt-Kollimator und Kollimator-photographische Platte waren so ge-



Strahlengang zur Herstellung der Intensitätsmarkenskala (Grundriß)

Fig. 2

wählt, daß der Spalt in 15 facher Vergrößerung auf die Platte exponiert wurde. Der rotierende Sektor befand sich unmittelbar vor der Platte auf der Achse eines kleinen Rührmotors. Die Intensitätsmarkenskala bestand aus sieben Marken in folgender Intensitätsabstufung:

100, 57,6, 33,14, 16,59, 8,22, 4,03, 2,28 Proz.

Die Werte wurden aus der Messung der Sektorwinkel gewonnen, die bis auf  $0,3^\circ$  genau ist. Das bedeutet für den

kleinsten Winkel von  $8,2^\circ$  eine Genauigkeit von 3,7 Proz. Eine spektrale Vorzerlegung schien nötig, da nach Untersuchungen von Fabry und Buisson<sup>1)</sup> der Kontrastfaktor einer Platte gerade im nahen Ultraviolett stark wellenlängenabhängig ist. Der Sektor rotierte mit einer Frequenz von etwa 10 Umdrehungen pro Sekunde. Die richtige Schwärzung der Intensitätsmarkenskala wurde durch Variation der Lampenbelastung im Bereich von 2—4 Amp., sowie durch verschieden starke Rauchgläser erreicht. Um die gleichmäßige Beleuchtung des Spaltes und die Ausleuchtung der Apparatur zu prüfen, wurde auf jede Platte eine Aufnahme bei ruhendem Sektor mit mittlerer Schwärzung photographiert. Als einwandfrei wurden nur solche Platten angesehen, auf denen dieser Streifen in Richtung des Spaltes keine größeren Intensitätsunterschiede als 3—4 Proz. aufwies. Die durch die 15 fache Vergrößerung verursachte Empfindlichkeit in bezug auf Ausleuchtung hatte uns zu dieser Vorsichtsmaßregel veranlaßt.

#### § 5. Das Plattenmaterial und die photographische Entwicklung

Sämtliche Aufnahmen wurden auf Eisenberger Ultrarapidplatten gemacht, die hinsichtlich der Empfindlichkeit wohl noch übertroffen werden können, aber in bezug auf Gleichmäßigkeit der Schicht und Schleierfreiheit eine ganz hervorragende Stellung unter den empfindlicheren Plattensorten einnehmen. Auch haben sie ein relativ feines Korn, was für photometrisches Arbeiten sehr angenehm ist. Die Platten wurden mit dem Eisenoxalatentwickler nach Eder entwickelt [Rezept nach G. Eberhard<sup>2)</sup>]. Aus Eberhards sehr umfangreichem Untersuchungsmaterial geht hervor, daß dieser Entwickler der einzige ist, der ohne den sogenannten Nachbareffekt entwickelt. Eine Entwicklungsdauer von 15 Minuten bei  $17^\circ \text{C}$  ergab völlig ausentwickelte, schleierfreie Platten, die in destilliertem Wasser gewässert, in nicht saurer Natriumthiosulfatlösung fixiert und dann in gewöhnlichem Leitungswasser wieder gewässert wurden. Der Entwickler erfordert große Reinheit der Reagenzien und

1) Ch. Fabry u. H. Buisson, Journ. de phys. et le Radium 5. S. 97. 1924.

2) G. Eberhard, Publ. Astrophys. Obs. Potsdam 26. Heft 1. 1926.

vor allem ausschließliche Verwendung von gut destilliertem Wasser, da der Calciumgehalt des Leitungswassers einen schwer zu beseitigenden milchigen Schleier von Calciumoxalat auf der Platte hervorruft. Die Plattencharakteristik verlief ziemlich steil, der Kontrastfaktor war meistens 2.

### § 6. Die Photometrierung

Die Schwärzungen auf der Platte wurden mit einem im hiesigen Institut von Hrn. Privatdozenten Dr. Waibel kon-

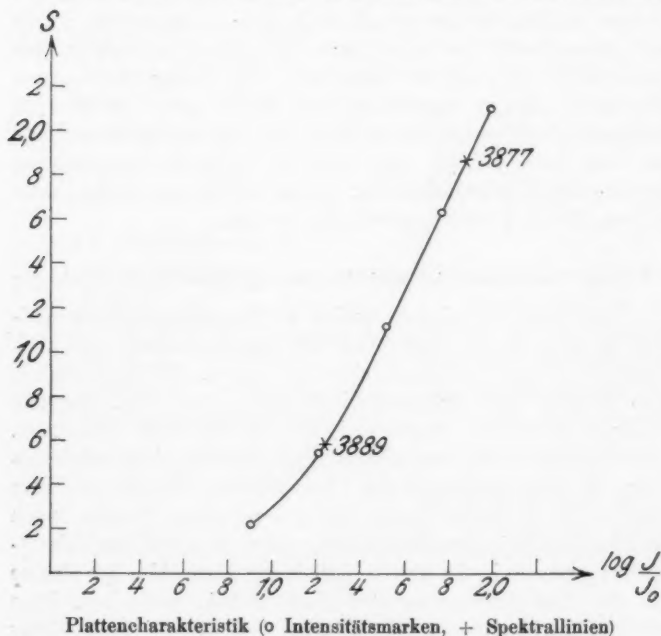


Fig. 3

struierten lichtelektrischen Photometer gemessen, bei dem ein Galvanometer hoher Empfindlichkeit die Photoströme der lichtelektrischen Zelle mißt.<sup>1)</sup> Versteht man wie üblich unter Schwärzung den Ausdruck  $S = \log \frac{u_0}{u}$ , worin  $u_0$  ein Maß für das

1) F. Waibel, Ztschr. f. Phys. 53. 459. 1929.

durch eine unbelichtete Stelle der Platte hindurchgehende Licht,  $u$  ein Maß für das an der zu messenden Stelle hindurchgehende Licht ist, so entsteht die Charakteristik der Platte, wenn man die gemessenen  $S$ -Werte der Intensitätsmarken als Ordinaten gegen die Logarithmen der dazu gehörigen, sich aus den verschiedenen Sektorwinkeln ergebenden Intensitätswerte als Abszissen aufträgt. Liegen die Schwärzungen der Spektrallinien innerhalb des Schwärzungsbereiches der Intensitätsmarkenskala, so kann man durch Interpolation an der Charakteristik das Verhältnis der Intensitäten der Spektrallinien finden. Da das Photometer noch Schwärzungen 2,0—2,3 bis auf wenige Prozente genau mißt, konnten die Aufnahmen so stark geschwärzt werden, daß auch die schwache Komponente im günstigsten geradlinigen Teil der Schwärzungskurve lag. Fig. 3 zeigt eine von den erhaltenen Kurven, aus der man sieht, wie ausgedehnt der benutzbare geradlinige Teil bis hinauf zur Schwärzung 2,1 ist.

#### § 7. Andere experimentelle Einzelheiten

Bei den Aufnahmen ließen wir uns rein meßtechnisch von folgenden Gesichtspunkten leiten, die die Genauigkeit der photometrischen Messung nicht unwesentlich erhöhen. Die Aufnahmen mußten unter allen Umständen frei von kontinuierlichem Grund sein. Dies war durch die Stellung des Glühfadens zur Beobachtungsstelle der Entladung gewährleistet. Ferner war durch die sorgfältige Entgasung der Röhre und die Reinigung des Cäsiums vermieden, daß sich im Rohr kontinuierlich emittierende Gase, wie z. B. Wasserstoff befanden. Günstig für die Verminderung des kontinuierlichen Grundes wäre im Notfall auch die relativ große Dispersion des Spektrographen gewesen.

Ferner wurden alle Aufnahmen recht kräftig geschwärzt, so daß auch die schwächere Komponente immer im geraden Teil der Plattencharakteristik lag. Die stärkere Komponente war auch dann noch dank der ausgezeichneten Linearität der Charakteristik sehr gut zu messen.

Die Breite der auszumessenden Linien betrug immer 0,2 bis 0,3 mm, was nur durch die relativ große Dispersion des Spektrographen und die gänzliche Abwesenheit von kontinuier-

lichem Licht möglich war. Schon diese Forderungen sprechen, abgesehen von den obengenannten prinzipiellen Bedenken, für eine reine Cäsiumentladung im Hochvakuum. Bei Anwesenheit von Fremdgasen oder Edelgasfüllung ist man in der Regel gezwungen, den Spalt relativ eng zu machen ( $< 0,1$  mm), um kontinuierliches Licht von Flamme und Kohlebogen zu vermeiden bzw. den Edelgaslinien in unmittelbarer Nähe der Alkalidoublets auszuweichen.

Wir haben die Erfahrung gemacht, daß das Nichteinhalten dieser experimentellen Forderungen das I.V. in der Regel nach einer Seite fälscht, und zwar wird dann immer die schwächere Linie zu schwach gemessen, der Unterschied der beiden Linien also fälschlich vergrößert. Im Falle eines zu engen Spaltes ( $< 0,1$  mm) wird die Photometrierung der zu schmalen Linie durch Randeffekte gestört, die natürlich die schwächere Linie stärker beeinflussen als die stärkere. Zieht man kontinuierlichen Grund von den Linienintensitäten ab, oder hat man zu geringe Schwärzungen auf der Platte, so fälscht eine wahrscheinlich im Prinzip immer gleiche Unsicherheit in den geringen Schwärzungen der Charakteristik das Resultat. Man müßte hier dichter zusammenliegende bis an den Schwellenwert der Platte reichende Intensitätsmarken haben, um den stark gekrümmten Teil der Charakteristik genau genug festlegen zu können. Viel richtiger ist es aber, dieses Gebiet, wie hier geschehen, gänzlich zu vermeiden.

#### § 8. Die Resultate

Die Aufnahmen des Cäsiumdoublets  $1s - 3p_1$ ,  $\lambda = 4593$  ÅE;  $1s - 3p_2$ ,  $\lambda = 4555$  ÅE wurden in einem Temperaturbereich von  $101 - 116^\circ$  C gemacht, die Temperatur wurde in dem elektrischen Ofen mit einem Quecksilberthermometer gemessen. Das Cäsium war so in das Rohr hineindestilliert, daß sich in der Entladungsbahn keine makroskopischen Cäsiumtropfen befanden. Auf diese Weise wird der Dampfdruck im Gleichgewichtszustand durch die kälteste Stelle des Rohrs bestimmt, so daß durch die Entladung hervorgerufene lokale Temperaturerhöhungen nicht berücksichtigt zu werden brauchen. Nach Einschalten der Entladung wurde gewartet, bis die Temperatur konstant war und dann die Aufnahme gemacht. In Tab. 1

sind die Resultate der aus einer großen Anzahl von Aufnahmen ausgesonderten besten Exemplare zusammengestellt. Die Aussonderung geschah immer vor dem Photometrieren nach folgenden Gesichtspunkten: 1. Die Schwärzungen der Linien mußten in dem für das Photometer günstigsten Schwärzungsbereich liegen. 2. Es durfte keinerlei kontinuierlicher Grund den Linien überlagert sein. Die Dampfdrucke in der dritten Spalte der Tabelle sind durch Interpolation aus vorliegenden Cäsiumdampfdruckmessungen gewonnen. In dem Gebiet von  $0-80^{\circ}\text{C}$  haben Langmuir und Kingdon<sup>1)</sup> Cäsiumdampfdrucke aus der Messung von positiven Ionenströmen eines glühenden Wolframdrahtes in Cäsiumdampf bestimmt. Bei der Glühdrahttemperatur von  $1500^{\circ}\text{abs.}$  werden alle Cäsiumatome, die auf den glühenden Wolframdraht treffen, ionisiert, so daß aus der Ionenstromstärke direkt auf die Zahl der Cäsiumteilchen im Kubikzentimeter, d. h. auf den Dampfdruck geschlossen werden kann. Cäsiumdampfdruckmessungen in dem Temperaturgebiet von  $50-115^{\circ}\text{C}$  sind von Scott<sup>2)</sup> nach der Methode des schwingenden Quarzfadenmanometers<sup>3)</sup> ausgeführt worden. Sie liegen in dem gemeinsamen Gebiet alle etwa um den Faktor 2,6 höher als Langmuirs Werte. Wahrscheinlich beruht diese Erhöhung darauf, daß das Cäsium beim Erhitzen Gase abgegeben hat, wodurch das vor dem Versuch für sich bestimmte Gasresiduum während des Versuchs erhöht wurde. Da Scott die Cäsiumdampfdrucke durch Differenzbildung aus den Messungen mit geheiztem und tief gekühltem Cäsium erhält, müssen seine Werte um den frei gewordenen Gasdruck zu hoch ausfallen. Bei höheren Temperaturen von  $250-350^{\circ}\text{C}$  sind Cäsiumdampfdrucke von Kröner<sup>4)</sup> gemessen. Die Meßgenauigkeit der angewandten Methode ist bei den tiefsten gemessenen Werten noch nicht befriedigend. Erst für die Drucke über 1 mm schätzt der Verf. sie auf 3—5 Proz. Die bei unseren Aufnahmen vorkommenden Dampf-

1) I. Langmuir u. K. H. Kingdon, *Proc. Roy. Soc. London* **107**. S. 61. 1925.

2) D. H. Scott, *Phil. Mag.* **47**. S. 32. 1924.

3) F. Haber und F. Kerschbaum, *Ztschr. f. Electrochem.* **20**. S. 296. 1914.

4) A. Kröner, *Ann. d. Phys.* **40**. S. 438. 1913.

drucke bei den Temperaturen von 101–130° wurden nach einer von Nernst angegebenen dreikonstantigen Formel ausgerechnet:

$$\log_{10} p = a - \frac{b}{T} - c T + 1,75 \log_{10} T.$$

Die drei Konstanten  $a, b, c$  wurden mit Hilfe von zwei Langmuirschen Werten und einem Krönerschen Wert ( $> 1$  mm) bestimmt. Die Nernstsche Formel ist zwar nur eine Annäherungsformel, hat sich aber über große Temperaturbereiche bei anderen Stoffen gut bewährt. Außerdem stimmt ihr qualitativer Aufbau, was die Art der Temperaturabhängigkeit anbelangt, mit dem Integral der Clausius-Clapeyronschen Dampfdruckformel für einatomige Stoffe überein, so daß man ihr einen wohldefinierten physikalischen Sinn zubilligen kann. Die angelegte Spannung betrug unter Vorschalten eines Silitstabes von etwa 12000 Ohm als Sicherheitswiderstand 100, bei einer Serie von Aufnahmen 220 Volt. Die Stromstärke der Entladung ist in der vierten Spalte der Tabelle angeführt. Der Wolframglühdraht wurde bei den Aufnahmen mit einer Stromstärke von 1,4–1,6 Amp. geheizt, die einer Bleiakkumulatoren-batterie entnommen wurde. Die Belichtungszeiten variierten von 1–5 Minuten.

Tabelle 1

Platte	Temperatur in ° C	Dampfdruck in mm	Strom- stärke in mA	I.V.	Mittelwert des I.V.
Cs <sub>4555</sub>	7	101	6,9·10 <sup>-4</sup>	2,1	3,12
	33	1,0·10 <sup>-3</sup>	8,0	2,96	3,12
			8,0	3,13	
			8,0	3,40	
			8,0	3,25	
			8,0	3,04	
			6,0	3,27	
	34	1,0·10 <sup>-3</sup>	8,0	3,02	
			10,0	3,07	
			10,0	3,25	
			6,0	3,15	
			6,0	2,96	
			6,0	2,88	
	30	1,6·10 <sup>-3</sup>	4,6	2,84	2,90
			4,6	3,09	
			4,6	2,85	
			4,1	2,98	
			4,3	2,82	
			4,3	2,82	



Bei Erhöhung der Temperatur von  $107^{\circ}$  auf  $115^{\circ}$  C erhöht sich der Dampfdruck des Cäsiums auf das 1,6 fache, und das I.V. der Dublettkomponenten nimmt um etwa 7 Proz. ab. Das bedeutet, daß die Selbstabsorption noch nicht ganz vermieden ist. Bei noch niedrigeren Dampfdrücken konnte keine genügende Anzahl von Aufnahmen gemacht werden, da entweder die Entladung gar nicht zündete, oder aber so lange Belichtungszeiten und so hohe Glühdrahttemperaturen nötig waren, daß während einer Aufnahme sich die Beobachtungsstelle des Rohres durch zerstäubtes Wolfram schwärzte. Legte man 440 Volt Spannung an das Rohr, so ging zwar mehr Strom hindurch, aber ohne daß die Hauptserienlinien heller wurden. Dagegen trat eine Funkenlinie des Cäsiums  $\lambda = 4604 \text{ \AA}$  auf, die gerade an der betrachteten Stelle des Schlitzes, direkt unterhalb der Anode, die Hauptserienlinien beträchtlich an Intensität überwog. Es schien sich eine Art Anodenfall auszubilden, so daß vor der Anode die Stoßelektronen die Cäsiumatome sofort ionisierten. Es wurde eine Überschlagsrechnung mit Hilfe von Angaben über die Zahl der Ersatzresonatoren der betreffenden Linien in den Absorptionsmessungen von Füchtbauer und Hofmann<sup>1)</sup> nach der von Orthmann<sup>2)</sup> und Kunze<sup>3)</sup> angegebenen Methode durchgeführt. Sie ergab, daß das von Selbstabsorption freie I.V. den Wert 1:3,3 nicht überschreitet.

Das Cäsiumdublett  $1s - 4p_1$ ,  $\lambda = 3889 \text{ \AA}$ ;  $1s - 4p_2$ ,  $\lambda = 3877 \text{ \AA}$  wurde in einem Temperaturbereich von  $112$  bis  $130^{\circ}$  C aufgenommen. Das entspricht einer Dampfdruckvariation um den Faktor 2,7. Die Belichtungszeiten lagen hier zwischen 10 Minuten und einer halben Stunde. Die vorletzte Spalte der Tab. 2 zeigt, daß die gemessenen I.V.-Werte keinen Gang mit dem Dampfdruck haben. Entsprechend der etwa 6 mal so geringen Stärke dieses Seriengliedes gegenüber  $1s - 3p^4)$  darf der Dampfdruck bei dem Gliede  $1s - 4p$  6 mal so groß genommen werden, ohne daß Selbstabsorption merklich auftritt.

1) Chr. Füchtbauer u. W. Hofmann, a. a. O.

2) W. Orthmann, Ann. d. Phys. 78. S. 601. 1925.

3) P. Kunze, Ann. d. Phys. 85. S. 1013. 1928.

4) Chr. Füchtbauer u. W. Hofmann, a. a. O.

Tabelle 2

Platte	Temperatur in °C	Dampfdruck in mm	Strom- stärke in mA	I.V.	Mittelwert des I.V.
Cs <sub>3877</sub>	12	$1,4 \cdot 10^{-3}$	2,5	4,44	4,56
	14		1,6	4,36	
	15		1,6	4,66	
	10	$2,2 \cdot 10^{-3}$	2,8	4,36	
	11		4,0	4,58	
		$2,9 \cdot 10^{-3}$	5,0	4,91	
			5,0	4,64	
	21		16,0	4,50	
	22	$3,4 \cdot 10^{-3}$	20,0	4,24	
	19		25,0	4,91	

**Zusammenfassung**

Es wird das Intensitätsverhältnis der Dublett Komponenten an der 2. und 3. Hauptserienlinie des Cäsiums in Emission photographisch-photometrisch bestimmt. Als Lichtquelle diente ein Glühkathodenrohr, in dem das Cäsium im Hochvakuum ohne Zusatz von Fremdgasen verdampft wurde. Die photometrische Meßgenauigkeit wurde durch Einhalten gewisser Versuchsbedingungen nicht unwesentlich erhöht. Das zweite Glied der Cäsiumhauptserie zeigte noch einen geringen Gang des Intensitätsverhältnisses mit dem Dampfdruck, der durch Selbstabsorption verursacht wird. Eine Überschlagsrechnung gestattete die Meßresultate auf Selbstabsorptionsfreiheit zu extrapolieren. Es ergab sich somit das Intensitätsverhältnis 1:3,3. Das dritte Glied der Cäsiumhauptserie ergab bei einer Dampfdruckvariation um den Faktor 2,7 innerhalb der Meßgenauigkeit das konstante Intensitätsverhältnis 1:4,6.

Die Mittel zu dem Bau des benutzten Spektrographen verdanken wir der Helmholtz-Gesellschaft. Wir möchten an dieser Stelle unsern Dank aussprechen. Die Konstruktion des Spektrographen und des lichtelektrischen Photometers hat Hr. Privatdozent Dr. Waibel ausgeführt. Ihm sei dafür wie für die häufige Überlassung des ihm persönlich gehörenden Photometers unser herzlichster Dank ausgesprochen.

(Eingegangen 12. September 1929)

## ***Prüfung des Feldverlaufes an der K-Schale mittels H-Strahlen***

***Von Chr. Gerthsen***

(Kieler Habilitationsschrift)<sup>1)</sup>

(Mit 11 Figuren)

### **1. Einleitung**

Die Grundlage unserer heutigen Auffassung vom Atombau bilden die Untersuchungen von Lenard und Geiger-Rutherford über den Wirkungsquerschnitt der Atome gegenüber dem Durchtritt von Korpuskularstrahlen. Die Lenardschen Messungen der Absorption harter Elektronenstrahlung bewiesen die Existenz weniger undurchdringlicher Kraftzentren von subatomarer Größe im Atom; die Messungen von Geiger über die Streuung von  $\alpha$ -Strahlen beim Durchgang durch Materie bildeten die Grundlage der Rutherfordschen Theorie von der Konstitution der Atome. Die Rutherfordsche Kerntheorie wurde von Geiger und Marsden und später einer großen Zahl anderer Forscher bestätigt, die Gültigkeit des Coulombschen Gesetzes in Kernnähe, für Gold z. B. von  $4,6 \cdot 10^{-12}$  bis  $5,1 \cdot 10^{-11}$  cm, bewiesen.

Diese Messungen vermitteln, wie aus den mitgeteilten Zahlen hervorgeht, aber durchaus noch nicht die Kenntnis des Kraftfeldes im ganzen Atominneren.

Die Feldverteilung in dem von Elektronen erfüllten Raum ist der direkten Messung noch nicht zugänglich geworden. Abgesehen von einigen theoretischen Betrachtungen über die Streuung von Röntgenstrahlen, beruht unsere Kenntnis über die Anordnung der Elektronen im Atom auf Deutungen der

1) Diese Arbeit wurde der Philos. Fakultät der Univ. Kiel am 4. Februar 1929 vorgelegt. Einige später hinzugefügte Anmerkungen sind als solche durch einen Stern gekennzeichnet.

Röntgenspektren, die zum erstenmal von Kossel auf der Grundlage der Bohrschen Theorie erfolgreich durchgeführt wurden, und einer vom gleichen Forscher aus dem Bau der Röntgenspektren einerseits und den chemischen Eigenschaften der Elemente andererseits durchgeführten Theorie des periodischen Systems der Elemente.

Die spektroskopischen Daten sowohl als die chemischen Erscheinungen geben aber unmittelbar nur Aussagen über die Energien, mit denen die Elektronen im Atom gebunden sind. Von theoretischen Versuchen, aus Spektraltermen den Feldverlauf auch im Innern verwickelter Atome zu bestimmen, seien hier Arbeiten von Fues<sup>1)</sup> und Hartree<sup>2)</sup> genannt. Rechnungen über die Ladungsverteilungen im Atominneren auf wellenmechanischer Grundlage sind von Pauling<sup>3)</sup> ausgeführt.

Zweifelloos muß ein von diesen energetischen Methoden unabhängiger Weg, die Struktur der Elektronenhülle der Atome zu erforschen, erwünschte Beiträge zu den auf anderem Wege entwickelten Modellvorstellungen geben. Ein erster Beitrag hierzu soll im folgenden mitgeteilt werden.

## **2. Übersicht über bisherige Untersuchungen zur Streuung von Korpuskularstrahlung, bei denen eine Wirkung der Atomelektronen festgestellt oder erwartet wurde**

Leider haben nun bisher Messungen von  $\alpha$ -Strahlenstreuung in größeren Kerndistanzen keine endgültigen Resultate liefern können. Die einzige vorliegende Arbeit, deren Zweck die Feststellung der Wirkung der  $K$ -Schale auf die Winkelverteilung der gestreuten  $\alpha$ -Teilchen war, ist von Rose<sup>4)</sup> durchgeführt. Auf Grund von unzureichendem Beobachtungsmaterial, wohl aber auch nicht ganz einwandfreier theoretischer Erwartung, wie weiter unten näher ausgeführt werden soll, hat sie eine Entscheidung nicht herbeiführen können.

Die Kräfte in der Gegend des Atoms, in der sich nach der Bohrschen Theorie die  $K$ -Schale befinden soll, sind so

1) E. Fues, Ztschr. f. Phys. 11. S. 364. 1922.

2) D. R. Hartree, Proc. Cambridge Phil. Soc. 21. S. 625. 1925.

3) L. Pauling, Proc. Roy. Soc. 114. S. 181. 1927.

4) D. C. Rose, Proc. Roy. Soc. 111. S. 677. 1926.

gering, daß die ungeheuer harten  $\alpha$ -Strahlengeschosse dort nur noch ganz kleine Ablenkungen erfahren. Der Ablenkungswinkel für die an der K-Schale gestreuten  $\alpha$ -Strahlen beträgt bei der Roseschen Anordnung  $3,8^\circ$ . Um in dem untersuchten Bereich sicher Einzelstreuung zu haben, mußten die streuenden Schichtdicken sehr klein gewählt werden. Somit wurde die Ausbeute an gestreuten Teilchen ebenfalls sehr gering, und bei den mitgeteilten Messungen ist der wahrscheinliche Fehler immer noch größer als der erwartete Effekt.

Während die Untersuchung der Zerstreuung von  $\alpha$ -Strahlen beim Durchgang durch Materie zu eindeutigen Resultaten geführt hat, die in ausgezeichnete Übereinstimmung mit der Theorie stehen, sind die Experimente zur Kathoden- bzw.  $\beta$ -Strahlenstreuung mit zahlreichen Schwierigkeiten verbunden, und es gehen daher die Versuchsergebnisse der einzelnen Autoren erheblich auseinander.

Wenn es auch prinzipiell nicht schwierig ist, für die  $\beta$ -Strahlung radioaktiver Substanzen die Bedingungen der Einzelstreuung herzustellen, so ist die Deutung der Resultate aus mehreren Gründen wesentlich komplizierter als bei  $\alpha$ -Strahlen. Hier sei nur darauf hingewiesen, daß nicht alle Ablenkungen unter großen Winkeln auf Zusammenstöße mit Atomkernen zurückzuführen sind; eine hinreichend enge Begegnung eines  $\beta$ -Teilchens mit einem Elektron vermag Ablenkungen bis zu  $90^\circ$  zu verursachen.

Die von Crowther und Schonland<sup>1)</sup>, Schonland<sup>2)</sup> und Chadwick und Mercier<sup>3)</sup> mitgeteilten Messungen wurden im wesentlichen zu dem Zweck unternommen, um festzustellen, ob die in einen Kegel von endlichem Öffnungswinkel gestreute Teilchenzahl dem Rutherford'schen Gesetz, welches für Elektronen mit einer von Darwin gegebenen Relativitätskorrektur zu versehen ist, entspricht.

Schonland<sup>2)</sup> versucht die von ihm gemeinsam mit Crowther gefundenen starken Abweichungen von der Ruther-

1) Crowther u. B. F. J. Schonland, Proc. Roy. Soc. 100. S. 526. 1922.

2) B. F. J. Schonland, Proc. Roy. Soc. 101. S. 299. 1922; 113. S. 87. 1927.

3) J. Chadwick u. Ph. Mercier, Phil. Mag. 50. S. 208. 1926.

fordschen Theorie auf eine Schirmwirkung der Atomelektronen zurückzuführen, braucht aber hierzu Abschirmungszahlen, die unnatürlich groß erscheinen. In der Tat sind, wie von Wentzel<sup>1)</sup>, Bothe<sup>2)</sup> und Chadwick und Mercier<sup>3)</sup> betont worden ist, bei den in Frage kommenden Messungen die Bedingungen für Einzelstreuung nicht erfüllt. Aus eigenen Beobachtungen über Kanalstrahlenstreuung muß ich die Möglichkeit so starker Schirmwirkung, wie sie von Schonland angenommen wird, ebenfalls ablehnen. Die eindeutigsten Ergebnisse erzielten Chadwick und Mercier, deren wichtigste Feststellung ist, daß für die Zerstreuung durch die untersuchten Elemente die Abhängigkeit von Quadrate der Ordnungszahl erfüllt ist. Lediglich das Gold zeigt ein etwas geringeres Zerstreuungsvermögen; die Verf. stellen jedoch fest, daß unter den gegebenen Versuchsbedingungen die Bahnkurven der beobachteten Teilchen völlig außerhalb der *K*-Schale verlaufen, daß somit die effektive Kernladung des Goldes etwa zwei Einheiten kleiner als die wahre Kernladung anzusetzen ist. Die Berücksichtigung dieser Korrektur bringt Experiment und Theorie auch beim Golde zu guter Übereinstimmung.

In einer früheren Arbeit habe ich<sup>4)</sup> zeigen können, daß eine ganz ähnliche Gesetzmäßigkeit für die Reflexion von Kanalstrahlen an festen Körpern besteht. Aus der dort in Fig. 10 mitgeteilten Kurve entnimmt man, daß dem Elemente der höchsten Ordnungszahl, dem Platin, ein Streuvermögen zukommt, welches etwas kleiner als dasjenige ist, welches zu erwarten wäre, wenn die volle Kernladung wirksam ist.

Wir haben hier die ersten Anzeichen für die Einwirkung der *K*-Schale auf die Streuung von Korpuskularstrahlen.

Untersuchungen von Davisson und Kunsman<sup>5)</sup> über die Richtungsverteilung von an Metallen reflektierten Elektronen schienen die Existenz von Elektronenschalen in den reflektierenden Atomen nachzuweisen, doch hat die ganz ab-

1) G. Wentzel, Ann. d. Phys. [4] **69**. S. 335. 1922; Phys. Ztschr. **23**. S. 435. 1922.

2) W. Bothe, Ztschr. f. Phys. **13**. S. 368. 1923.

3) a. a. O. S. 3.

4) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. **85**. S. 881. 1928.

5) C. Davisson u. C. H. Kunsman, Phys. Rev. **19**. S. 253. 1922.

weichende wellenmechanische Deutung dieser Effekte gezeigt, daß die Streuung von Elektronen mittlerer Geschwindigkeiten in festen Körpern nicht allein als Funktion der inneren Kraftfelder des einzelnen Atoms aufzufassen ist. Das gilt auf jeden Fall für diejenige Elektronengeschwindigkeiten, deren zugeordnete de Broglie-Wellenlängen von der Größenordnung der Atomabstände im festen Körper sind.

### 3. Ziel der vorliegenden Untersuchung

Ganz anders als für die Kathodenstrahlen steht es um die schweren Korpuskularstrahlen. Selbst für die leichtesten von ihnen, die *H*-Strahlen, sind im Bereiche mittlerer Kanalstrahlengeschwindigkeiten die de Broglie-Wellenlängen erheblich kleiner als die Dimensionen der Atomabstände, ja sogar als die Durchmesser der *K*-Schalen der schwersten Atome; der Durchmesser der *K*-Schale für Platin beträgt nach der Bohrschen Theorie  $1,4 \cdot 10^{-10}$  cm, für *H*-Strahlen von 40 kV ist die zugeordnete de Broglie-Wellenlänge etwa  $1,4 \cdot 10^{-11}$  cm. So darf man erwarten, daß für die Streuung von Kanalstrahlen komplizierende, wellenmechanisch zu deutende Wirkungen zurücktreten und die Streuung in ihren wesentlichen Zügen auf der Grundlage klassischer Gesetze verstanden werden kann.

In einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> habe ich zeigen können, daß für die Winkelabhängigkeit der Streuung von *H*-Kanalstrahlen von 30 kV in einer aus Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoffatomen zusammengesetzten Substanz die Rutherfordsche Streuformel strenge Gültigkeit besitzt.<sup>2)</sup> Dieses Resultat war, wie von Gordon u. a. nachgewiesen wurde, auch auf wellenmechanischer Grundlage für die Streuung einer Punktladung im Felde einer zweiten Punktladung zu erwarten. Der Einfluß der *K*-Schale der streuenden Atome mußte zurücktreten,

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 86. S. 1025. 1928.

2) Inzwischen habe ich bei gleicher Kanalstrahlengeschwindigkeit Streuungsmessungen an einer einheitlichen Substanz leichten Atomgewichtes, einem Berylliumhäutchen von etwa  $100 \mu\mu$  Dicke ausgeführt. Dieses wurde nach dem von Rupp (Ann. d. Phys. 85. S. 981. 1928) beschriebenen Verfahren hergestellt. Bei ausreichendem statistischen Material wurde in einem Winkelbereich von  $15-90^\circ$  eine quantitative Übereinstimmung mit der Rutherfordschen Streuformel festgestellt.

da — etwa für Kohlenstoff — selbst für den kleinsten der untersuchten Ablenkungswinkel die größte Annäherung an den Kern noch 10 mal so klein war als der nach der Bohrschen Theorie berechnete Radius der  $K$ -Schale.

Mit größer werdender Ordnungszahl der Atome nimmt nun der minimale Abstand, auf den man mit Kanalstrahlen an den Kern heranschießen kann, ab. Ebenfalls nimmt der Radius der  $K$ -Schale der Ordnungszahl proportional ab. So gelingt es, auch für größere Winkel die Streuung in solchen Atomen zu untersuchen, bei denen die nach Bohr berechnete  $K$ -Schale gerade in den wirksamen Bereich des die Ablenkung verursachenden Kernfeldes hineinfällt. Es besteht demnach die Aussicht, aus der Messung der Winkelabhängigkeit der Streuung an solchen Atomen einen Schluß auf die Existenz der  $K$ -Schale und die von ihr bewirkte Abänderung des ungestörten Kernfeldes zu ziehen. Über einen derartigen Versuch soll im folgenden berichtet werden.

#### 4. Theoretische Abschätzung des Einflusses der $K$ -Schale auf die Winkelverteilung der gestreuten Kanalstrahlen

Die einzige Untersuchung, in der aus einer Abweichung von der normalen Winkelverteilung gestreuter Korpustularstrahlung auf die Existenz der  $K$ -Schale geschlossen werden sollte, ist die bereits obengenannte Arbeit von Rose über die Streuung von  $\alpha$ -Strahlen in dünnen Goldfolien.<sup>1)</sup> Von diesem Autor werden zwei Möglichkeiten diskutiert, die eine Abweichung von der normalen Winkelverteilung bewirken könnten. Wenn eine beträchtliche Zahl derjenigen  $\alpha$ -Teilchen, welche in einem Abstand am Kern vorbeifliegen, der gerade gleich dem Radius der  $K$ -Schale ist, diese ionisieren, so sollte infolge der merklichen Energieabgabe für diese Teilchen ein anderer Ablenkungswinkel resultieren, es müßte eine Vermarmung an Teilchen für denjenigen Ablenkungswinkel auftreten, der zu den ungestörten Teilchen gehört. Die Möglichkeit der Erregung harter Eigenstrahlung beim Stoß von  $\alpha$ -Strahlen ist durch eine Reihe von Autoren sichergestellt, doch gelingt auf Grund der Angaben nicht eine Abschätzung der Ergiebigkeit für diese Anregungsstöße. Somit kann dieser Einfluß auf

1) D. C. Rose, a. a. O.



die Winkelverteilung der gestreuten Teilchen nur aus dem Experiment entnommen werden.

Eine zweite Ursache zur Änderung der Winkelverteilung ist in der abschirmenden Wirkung der K-Elektronen zu suchen. Zweifellos sollen sich die Mengen, die in einen Winkelbereich gestreut werden, für den die Bahnkurven der abgelenkten Teilchen ganz außerhalb der K-Schale verlaufen, zu den Mengen, die bei Abwesenheit der K-Schale in den gleichen

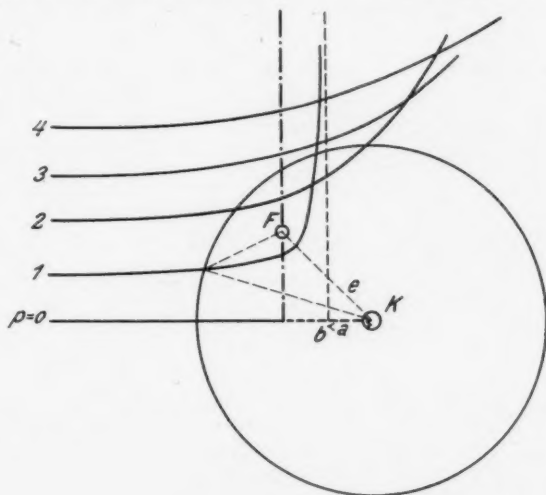


Fig. 1

Winkelbereich nach der Rutherfordschen Theorie gelangen müssen, wie die Quadrate der um zwei verminderten Kernladungszahl zur vollen Kernladungszahl verhalten. Diese Abschätzung darf aber wie bei Rose für den Vergleich der Ergiebigkeit der Streuung für Winkelbereiche, die zu in die K-Schale eindringenden Bahnen gehören, mit solchen, bei denen die Bahnkurven ganz außerhalb der K-Schale verlaufen, nicht ohne weiteres angewandt werden. Denn in der Tat verlaufen die Teilchen, die nur wenig in das Innere der K-Schale eindringen, zu einem großen Teile in dem abgeschirmten Kernfelde, und ihre Ablenkung wird also wesent-

lich durch dieses mitbestimmt. Es soll nun zunächst versucht werden, unter einfachen, zweifellos idealisierten Annahmen die Schirmwirkung der  $K$ -Elektronen auf die Winkelverteilung der gestreuten Korpuskularstrahlung zu ermitteln.

Unter der Annahme, daß die Ladung der beiden  $K$ -Elektronen gleichmäßig auf einer Kugelfläche verteilt ist, läßt sich, freilich nur auf numerischem Wege, die durch eine solche  $K$ -Schale bewirkte Abänderung der echten Rutherfordverteilung ohne Schwierigkeit angeben.

In der Fig. 1 ist eine Darstellung des Bahnkurvenverlaufes für verschiedene Zielabstände der stoßenden Teilchen gegeben. Als Einheit ist die Hälfte des kürzesten Scheitelabstandes  $b$  (zum Zielabstand  $p = 0$ , zentralem Stoß, gehörend) gewählt. Gezeichnet sind die Hyperbeln mit den Zielabständen 1, 2, 3, 4. Bekanntlich liegen die Brennpunkte aller möglichen Hyperbeln, die zu ursprünglich parallelen Strahlen gleicher Energie gehören, auf der zur Stoßrichtung Senkrechten im Abstände  $b$ , die Mittelpunkte also auf einer Senkrechten im Abstände  $b/2$  vom ablenkenden Kern. Die verschiedenen Hyperbeln haben alle die gleiche Hauptachse  $a = \frac{b}{2}$ .

Die allgemeine Gleichung einer Hyperbel dieser Schar lautet:

$$r = - \frac{\pi}{1 - \varepsilon \cos(\varphi - \gamma)},$$

wo

$$\pi = \frac{e^2 - a^2}{a}; \quad \varepsilon = \frac{e}{a}.$$

Aus der Fig. 1 entnimmt man

$$a = e \cos \gamma.$$

Also wird

$$r = - \frac{e \sin^2 \alpha}{\frac{a}{e} - (\cos \varphi \cos \gamma + \sin \varphi \sin \gamma)},$$

da

$$p = e \cos \frac{\psi}{2},$$

so erhält man nach einigen Umformungen

$$r = - \frac{p}{\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} - \left( \cos \varphi \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} + \sin \varphi \right)}$$

oder unter Benutzung der aus der Rutherford'schen Streuungstheorie bekannten Beziehung

$$(1) \quad \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} = \frac{2p}{b}$$

erhält man

$$(2) \quad r = - \frac{2p^2}{b - b \cos \varphi - 2p \sin \varphi}.$$

Aus ganz einfachen geometrischen Überlegungen und Anwendung der Gleichung (1) findet man für den Abstand der Scheitel der Hyperbeln vom Kern (nächste Annäherung an den Kern)

$$(3) \quad d = \frac{b}{2} \left( 1 + \frac{1}{\sin \frac{\psi}{2}} \right).$$

In Fig. 2 ist eine graphische Darstellung von der Abhängigkeit dieses Abstandes vom Ablenkungswinkel gegeben.

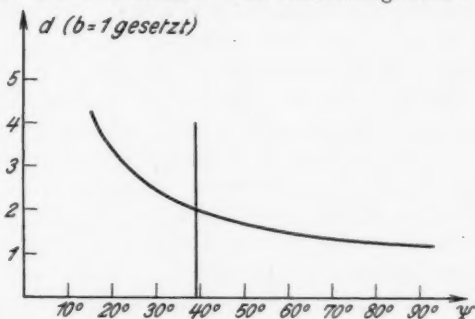


Fig. 2

Als Einheit ist auf der Ordinatenachse der Parameter  $b$  gewählt. Durch besondere Markierung wird der Punkt hervorgehoben, welcher zu derjenigen Hyperbel gehört, deren nächster Kernabstand gerade  $2b$  wird. Der zu dieser Hyperbel gehörende Ablenkungswinkel beträgt  $39^\circ$ , der Zielabstand  $\frac{b}{2} \cdot 2,82$ . In Fig. 1 ist die Spur der K-Schale als Kreis mit dem Radius  $2b$  eingetragen. Die Versuchsbedingungen waren nun so zu wählen, daß man diesem Bilde gerecht wurde. Selbstverständlich lassen sich durch geeignete Wahl der Geschwindigkeit der stoßenden Teilchen für jedes beliebige Atom

diese Verhältnisse schaffen, aber aus versuchstechnischen Gründen ist man in der Wahl der Atomsorte der zerstreuen Substanz stark beschränkt.

Man wird um so mehr Erfolg haben, die abschirmende Wirkung der beiden *K*-Elektronen zu finden, je kleiner die Kernladungszahl selber ist. Aber um so geringer muß dann auch die Geschwindigkeit der stoßenden Teilchen sein. Je geringer aber die Geschwindigkeit ist, um so schwerer sind für sie die Verhältnisse der Einzelstreuung herzustellen, um so geringer müssen die Dicken der benutzten Zerstreuungsfolien sein. Aus einer Reihe von Gründen, auf die im experimentellen Teil noch näher eingegangen wird, wurde als zerstreue Substanz das Mangan gewählt, dessen Kernladungszahl 25 beträgt.

Die Fig. 1 ist nun folgendermaßen aufzufassen: die Gestalt aller Hyperbeln, die außerhalb  $p = 2,82 \cdot \frac{b}{2}$  verlaufen, wird durch die Kernladung  $z = 23$  bestimmt. Die Winkelverteilung der gestreuten Teilchen zwischen 0 und  $39^\circ$  wird, wenn man von der Schirmwirkung der *L*-Elektronen absieht, durch das Rutherfordsche Gesetz mit  $z = 23$  wiedergegeben. Alle anderen Bahnkurven für  $p = 0$  bis  $p = 2,82$  erfahren wegen des Eindringens in einen Raum, der unter der Wirkung einer um 2 Einheiten höheren Kernladung steht, eine Änderung ihrer einfachen Gestalt. Sie setzen sich aus 2 Hyperbelstücken verschiedener Hauptachsen zusammen, und der Ablenkungswinkel steht nicht mehr in dem einfachen, durch Gleichung (1) gegebenen funktionalen Zusammenhang mit dem Zielabstand  $p$  und dem Parameter  $b$ .

Um aber eine Statistik über die verschiedenen Ablenkungswinkel treiben zu können, braucht man auch für diese Bahnkurven die Kenntnis vom Zusammenhang zwischen Zielabstand und Ablenkungswinkel.

Qualitativ erkennt man<sup>1)</sup>, daß die Scheitelabstände der Bahnkurven größer werden müssen, die neuen Hyperbeläste treffen näher an der Eintrittsstelle auf die *K*-Schale auf, die

1) Vgl. ähnliche Überlegungen über in Elektronenschalen eindringende Ellipsenbahnen bei Schrödinger, *Ztschr. f. Phys.* 4. S. 374. 1921.

Ablenkungswinkel. sind also größer. Der Ablenkungswinkel wird sich leicht ermitteln lassen, wenn es gelingt, den Zentriwinkel zu bestimmen, der zur Ein- und Austrittsstelle der Bahn in der K-Schale gehört.

Nennen wir diesen Winkel  $2\alpha$ , den Winkel  $\varphi$ , der zur Auftreffstelle auf die Kugel gehört,  $\Phi$ , so ist der gesuchte Ablenkungswinkel

$$(4) \quad \Psi = 180^\circ - 2(\Phi + \alpha).$$

Den Winkel  $\Phi$  erhält man, wenn man in Gleichung (2)  $r = R = 2b$  setzt. Nach einfachen Umformungen findet man

$$(5) \quad \cos \Phi = \frac{b^2 + p^2}{b^2 + 4p^2} \pm \frac{2p^2}{b^2 + 4p^2} \sqrt{2 - \frac{p^2}{b^2}}.$$

Um den Winkel  $\alpha$  zu berechnen, benutzen wir an Hand der Fig. 3 folgende Überlegung. Da die Tangente an die Bahnkurve im Punkte A sowohl für den äußeren, als für den inneren Hyperbelzweig die gleiche Richtung hat, so muß auch aus bekannten geometrischen Gründen die Richtung der Brennstrahlen erhalten bleiben. Da für die Hyperbelbahn im Innern der Kugel der Brennpunkt im Kern erhalten bleibt, so bleibt der Brennstrahl von ihm nach A (der Radius der Kugel), unverändert. Der andere Brennpunkt wird seine Lage ändern, wird aber auf dem Brennstrahl  $r$  liegen müssen. Nach der bekannten Definition der Hyperbel müssen also die Gleichungen erfüllt sein

$$(6) \quad \begin{aligned} AF &= r = R - 2a, \\ AF' &= r' = R - 2a', \end{aligned}$$

wo  $a'$  die Hauptachse der inneren Hyperbel ist.

In dem Dreieck  $AKF'$  ist  $KF'$  die doppelte lineare Exzentrizität der inneren Hyperbel. Gelingt es also, lineare Exzentrizität und Hauptachse aus bekannten Größen zu be-

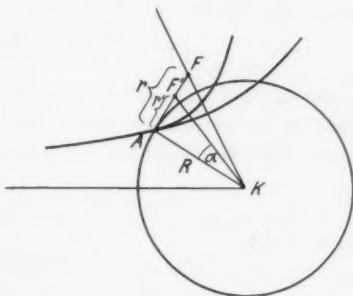


Fig. 3

rechnen, so gibt die Anwendung des Kosinussatzes auf dieses Dreieck die Größe des Winkels  $\alpha$ .

Benutzung des Satzes von der Erhaltung der Energie und der Darstellung der Gesamtenergie einer Keplerbewegung durch

$$w = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} = \frac{e E}{2a},$$

für die Energie an der Eintrittsstelle in die Kugel führt zu der Beziehung

$$(7) \quad a' = \frac{a R (z + 2)}{4a + z R},$$

für  $z = 23$ ,  $a = 1$  und  $R = 4$  erhält man

$$a' = 1,0417 \cdot a.^1)$$

Der Zusammenhang zwischen Hauptachse  $a$ , numerischer Exzentrizität und Flächenkonstanten  $f$  wird für eine Keplerbewegung durch

$$a = \frac{f^2}{m e^2 z (1 - e^2)}$$

gegeben. Da die Flächenkonstante  $f$  sich beim Eintreten in das Innere der Schale nicht ändert, so erhalten wir für die numerische Exzentrizität  $e'$  der inneren Hyperbel hieraus

$$(8) \quad 1 - e'^2 = \frac{a}{a'} \frac{z}{z + 2} (1 - e^2)$$

numerisch:

$$e'^2 = 1 + 0,8832 (e^2 - 1).$$

Aus dem Dreieck  $AKF'$  erhält man unter Benutzung von Gleichung (6) die Beziehung

$$(9) \quad \cos \alpha = \frac{\frac{R}{a'} + (e'^2 - 1)}{\frac{e'}{a'} \cdot R},$$

wo  $a'$  und  $e'$  aus (7) und (8) zu berechnen sind.

An der Hand der entwickelten Formeln (5) und (9) gelingt nun leicht die rechnerische Bestimmung der zu einem beliebigen  $p$  zwischen 0 und 2,83 gehörigen Ablenkungswinkel.

1) Man beachte, daß für Hyperbelbahnen, die ganz im Felde  $z + 2 = 25$  verlaufen würden,  $a' = \frac{z + 2}{z} a = 1,086 \cdot a$  betragen würde.

Der Bruchteil der Gesamtzahl der Teilchen, die in den Zylinder mit den Begrenzungsradien  $p$  und  $p + dp$  auf die Atomkerne geschossen werden, von denen  $n$  im Kubikzentimeter enthalten sind, beträgt für eine Zerstreuungsfolie von der Dicke  $x$  nach der Rutherfordschen Theorie

$$(10) \quad dN = 2\pi p n \cdot x \cdot dp.$$

Alle diese Teilchen erfahren den gleichen Ablenkungswinkel  $\psi$ , der für den Fall der reinen Rutherfordstreuung dem Zielabstand  $p$  durch Gleichung (1) zugeordnet wird. Für die in

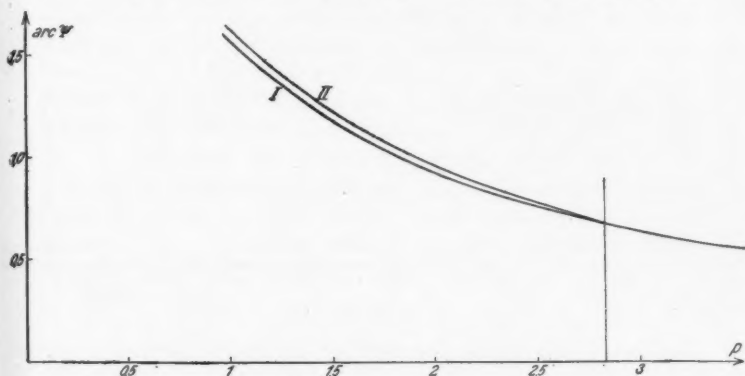


Fig. 4

die K-Schale eindringenden Bahnen ist die Zuordnung von Ablenkungswinkel im Bogenmaß und Zielabstand, wie aus Formeln (5) und (9) berechnet, in der Fig. 4 durch die Kurve II dargestellt. Kurve I ist die Darstellung der Zuordnung, die gültig wäre, wenn bei Abwesenheit der K-Schale das Innere wie das Äußere unter Wirkung der Kernladung  $z = 23$  stände.

Gleichung (10) enthält noch keine Annahmen über das Kraftgesetz und ist daher für beide Fälle gültig. Wir schreiben sie in der Form

$$dN = 2\pi n x \frac{dp}{d\psi} \cdot d\psi,$$

führen wir hier  $p$  als Funktion von  $\psi$  ein, so gibt uns diese Gleichung die Zahl der Teilchen, die eine Ablenkung um den

Winkel  $\psi$  erfahren. Wir wollen die Änderung dieser Teilchenzahl feststellen, die eintreten muß, wenn an Stelle der durch Kurve I gegebenen Zuordnung die der Kurve II eingeführt wird. Einem bestimmten Ablenkungswinkel  $\psi$  entspreche in

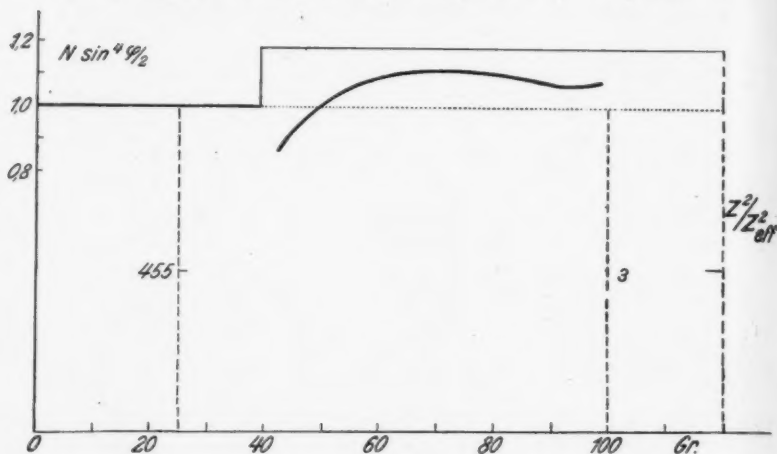


Fig. 5

I ein  $p$  und die Neigung der Kurve  $dp/d\psi$ , in II ein  $p'$  und  $dp'/d\psi'$ . Dann ist

$$dN' = 2\pi p' n x \frac{dp'}{d\psi'} \cdot d\psi',$$

$$dN = 2\pi p n x \frac{dp}{d\psi} \cdot d\psi.$$

Hieraus erhalten wir

$$(11) \quad \varrho(\psi) = \frac{dN'}{dN} = \frac{p'}{p} \cdot \frac{\frac{dp'}{d\psi'}}{\frac{dp}{d\psi}}.$$

Alle in dieser Gleichung enthaltenen Größen sind graphisch zu ermitteln. Die Fig. 5 enthält das Ergebnis. Der gestrichelte Kurvenzug stellt das Verhältnis der Quadrate der Ordnungszahlen  $(25/23)^2$  dar. Auch im günstigsten Falle bleibt also die hier gefundene Zunahme in der gestreuten Intensität beim Eindringen in das Innere der  $K$ -Schale nur



etwa halb so groß, wie aus einer einfachen  $z^2$ -Beziehung zu erwarten wäre.

Selbstverständlich wird man erwarten müssen, daß die beobachtete Winkelverteilung von dieser, unter idealisierenden Annahmen errechneten, Abweichungen zeigen wird. Andererseits wird man jedoch in der beobachteten Verteilung zu mindesten qualitative Züge wiederfinden, die von der theoretischen Betrachtung vorausgesagt werden. Charakteristisch für die Unterscheidung unserer Erwartung von derjenigen von Rose ist, daß die Wirkung des hinter der K-Schale plötzlich auftretenden höheren Kernladungseffektes lediglich in einer Änderung in der beobachteten Winkelverteilung bestehen kann. Die Gesamtzahl der in den Winkelbereich vom Winkel  $\psi$ , der zu den die K-Schale tangierenden Bahnkurven gehört, bis zum Winkel  $\psi = 180^\circ$  gestreuten Teilchen ist genau die gleiche, die in denselben Winkelbereich gestreut würde, wenn die K-Schale nicht vorhanden wäre und der von ihr eingeschlossene Raum ebenfalls unter dem Einfluß der Kernladungszahl  $z = 23$  stände. Denn in beiden Fällen ist die Gesamtzahl dieser Teilchen durch den Ausdruck

$$N = \pi p_{\psi_K}^2 \cdot n \cdot x$$

gegeben. Wenn also für die Streuung in gewisse Richtungen eine Erhöhung der Teilchenzahl eintritt, so kann das nur auf Kosten anderer Winkelbereiche geschehen, die eine Verarmung an Teilchen gegenüber der normalen Rutherfordstreuung zeigen müssen.

#### 6. Gesichtspunkte zur Auswahl und Herstellung der Zerstreuungsfolien

In meiner Arbeit über die Einzelstreuung von H-Kernen in festen Körpern habe ich zeigen können, daß die Gesetze der Einzelstreuung für Wasserstoffkanalstrahlen von 30 kV noch in Zelluloidfolien von wenigstens  $100 \mu\mu$  im Winkelbereich von  $20-135^\circ$  erfüllt werden. Wir werden den Schluß ziehen dürfen, daß in allen Folien aus beliebiger Substanz, deren Zerstreuungsvermögen dasjenige einer Zelluloidfolie von  $100 \mu\mu$  nicht wesentlich überschreitet, ebenfalls Einzelstreuung im gleichen Winkelbereich zu erwarten ist.

Eine Anwendung der dort gegebenen Formel (3) gibt für die Dicke  $x$  derjenigen Zerstreuungsfolie, die in ihrem Streuvermögen einer Zelluloidfolie der Dicke  $x_{\text{Zell.}}$  äquivalent ist, die Beziehung

$$(12) \quad x = \frac{\sum_{\text{Zell.}} n_i b_i^2}{n b^2} x_{\text{Zell.}},$$

wo  $n$  die Zahl der Atome im ccm der zerstreuenenden Schicht und  $b$  die von Ordnungszahl der gestoßenen und Energie der stoßenden Teilchen abhängige, kleinstmögliche Kernannäherung ist. Für den Wert von  $\sum_{\text{Zell.}} n_i b_i^2$  hatten wir dort 44,7 abgeleitet.<sup>1)</sup>

Die S. 382 mitgeteilten Überlegungen zwangen für die Wahl der zerstreuenenden Substanz zu einer Auswahl zwischen den Elementen mit den Ordnungszahlen von  $z = 24$  bis  $z = 30$ . Mit Rücksicht auf gute Eignung zum Verdampfen im Vakuum wurde als Zerstreuungssubstanz das Mangan gewählt.

$n b^2$  beträgt für Mangan 1070, Gleichung (12) gibt also für Mangan

$$(12a) \quad x = \frac{44,7}{1070} x_{\text{Zell.}} = 0,042 x_{\text{Zell.}}.$$

Man erkennt also, daß extrem dünne Schichten verwendet werden müssen, wenn man mit Sicherheit Einzelstreuung messen will. Da aus Apparatrücksichten die Größe der benutzten Zerstreuungsfolien wenigstens  $2,5 \times 3,5$  mm betragen mußte, so war es nicht möglich, vollkommen freie und reine Zerstreuungsfolien dieser geringen Dicke herzustellen. Es kam hinzu, daß mit Rücksicht auf die erwarteten, nur wenige Prozente betragenden Abweichungen die geometrischen Verhältnisse absolut einwandfrei sein mußten, was spiegelnd glatte und ebene Folien erforderte. Ein glücklicher Ausweg aus dieser Schwierigkeit bot sich in der Möglichkeit, auf dünnsten Zelluloidfolien von der Dicke von  $15-20 \mu\mu$  durch Verdampfen im Hochvakuum Metallschichten von beliebiger Dicke nieder-

\* 1) Dort war die Dichte des Zelluloid willkürlich gleich 1 angenommen. Da diese aber für Zelluloid etwa gleich 1,39—1,4 zu setzen ist, wie inzwischen gemessen wurde, so ist 44,7 noch mit 1,4 zu multiplizieren, also durch 62,5 zu ersetzen. Gleichung (12a) nimmt also die Form an

$$x = 0,059 x_{\text{Zell.}}.$$

schlagen zu können. Man erhält auf diese Weise auf vollkommen plangespannten Membranen gleichförmige Flächen von wundervoll spiegelndem Metallglanz.<sup>1)</sup>

Infolge der niedrigen Ordnungszahlen der in ihm enthaltenen Atome tritt die Zerstreuung durch das Zelluloid schon hinter dem sehr dünner aufgedampfter Schichten von Mangan zurück. Da zudem die Winkelabhängigkeit für die Zelluloidstreuung bekannt ist, so kann aus der beobachteten Streuung ohne weiteres auf die Winkelverteilung der am Mangan gestreuten Strahlung geschlossen werden, wenn nur bekannt ist, das Wievielfache der Zelluloidstreuung diejenige des Mangans beträgt. Möge dieses Vielfache durch den Faktor  $a$  gegeben sein, das aus der Rutherford'schen Streuformel zu entnehmende Verhältnis für zwei miteinander verglichene Winkel  $\varrho$  sein, das beobachtete Verhältnis dagegen  $\sigma'$  betragen, so ist das zum Mangan allein gehörende Verhältnis  $\sigma$

$$(13) \quad \sigma = \sigma' - \frac{1}{a}(\sigma' - \varrho).$$

Die Dicke der benutzten Zelluloidfolien lag zwischen 10 und 20  $\mu$ . Die Messung der Absorption ergab für alle verwandten Folien eine Schwächung der durchtretenden Intensität etwa auf den Wert  $\frac{1}{2}$  — durchweg etwas kleiner —, so daß hieraus unter Benutzung der von v. Wartenberg<sup>2)</sup> bestimmten Schwächungskoeffizienten auf eine Dicke um 10  $\mu$  geschlossen werden konnte. Unter diesen Verhältnissen wird  $a$  etwa 10 sein, wie aus Gleichung (12) ohne weiteres zu entnehmen ist. Es wurde auch versucht, für eine der benutzten Folien den Wert von  $a$  experimentell zu ermitteln, und dabei wurde der Wert 9 gefunden. Die Sicherheit dieser Zahl ist aber, da die Messung nicht am gleichen Häutchen und nicht unter genau

1) Dieses Verfahren arbeitet um so einfacher, je niedriger die Verdampfungstemperatur gehalten werden kann. Bei der verhältnismäßig hohen Schmelztemperatur des Mangans (1260°) wird trotz einer zwischen Schmelzwanne und Zelluloidhaut angebrachten Blende doch leicht die Temperatur so hoch, daß eine Zerreißen des Häutchens stattfinden kann. Ist aber einmal ein Häutchen mit einer geeignet dicken Schicht belegt, so hat es eine hohe Widerstandsfähigkeit.

2) H. v. Wartenberg, Verhandl. d. D. Phys. Gesellschaft. 12. S. 105. 1910.

den gleichen Bedingungen durchgeführt werden konnte, nicht höher zu werten, als die aus der theoretischen Schätzung gewonnene Zahl. Aus Gleichung (13) sehen wir aber, daß für solche Werte von  $a$  für alle die Fälle, wo  $\sigma'$  und  $\rho$  sich nur um etwa 10 Proz. unterscheiden, der Unterschied zwischen dem beobachteten und dem wahren Wert von  $\sigma$  nur etwa 1 Proz. beträgt, und daher bei der hier erreichbaren Genauigkeit eine genauere Bestimmung des Wertes von  $a$  vollständig unnötig ist.

Einer besonderen Untersuchung bedarf es freilich, ob bei der Dicke von  $10\mu$ , die etwa das doppelte der in Gleichung (12a) zugelassenen Schichtstärke beträgt, noch wirklich Einzelstreuung vorliegt. Wir prüfen dies an dem sogenannten Wentzelschen Kriterium<sup>1)</sup>, welches durch die experimentellen Untersuchungen von Rose<sup>2)</sup> und Chadwick und Mercier<sup>3)</sup> näher präzisiert wurde. Wentzel führt einen Winkel  $\omega$  ein, der zu dem Zielabstand

$$(14) \quad p = \sqrt{\frac{2}{\pi n x}}$$

gehört. Er zeigt, daß für alle Winkel  $\psi \geq 4\omega$  dann sicher Einzelstreuung vorliegt. Rose hat festgestellt, daß es genügt, wenn  $\psi > 10\omega$  ist.

Auf eine Schicht von  $10\mu$  Mangan angewandt, die gegen die Strahlrichtung unter einem Winkel von  $45^\circ$  gestellt ist, ergibt dieses Kriterium nun, daß die untere Grenze für Einzelstreuung bei Winkeln liegt, die kleiner als  $25^\circ$  sind, wenn die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen 33,6 kV beträgt. Hiernach dürfen wir also für den ganzen von uns untersuchten Winkelbereich  $\psi \geq 25$  annehmen, daß Einzelstreuung vorliegt.

## 7. Apparaturbeschreibung

Die Apparatur zur Erzeugung der Kanalstrahlen<sup>4)</sup> und Messung der Winkelverteilung<sup>5)</sup> der in einer dünnen Zerstreuungsfolie gestreuten  $H$ -Kerne ist bereits früher beschrieben

1) G. Wentzel, a. a. O.

2) D. C. Rose, a. a. O.

3) J. Chadwick u. Ph. Mercier, a. a. O.

4) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 85. S. 888. 1928.

5) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 86. S. 1025. 1928. Um unnötige Wiederholungen zu vermeiden, wird auf diese Arbeiten im Text häufig verwiesen werden. Sie werden als Abhandlung I und II zitiert.

und dort in der Fig. 1 dargestellt. Hier soll nur über einige Abänderungen und Verbesserungen berichtet werden, die sich für die erfolgreiche Durchführung der vorliegenden Aufgabe als notwendig erwiesen haben. Sie beziehen sich im wesentlichen auf die Anbringung der Zerstreuungsfolie und auf eine Einführung einer Kontrolle für die so außerordentlich wichtige Dosierung der primären Kanalstrahlenintensität. Schließlich wird ein Verfahren beschrieben, welches eine vollkommene Umgestaltung dieser Dosierung bedeutet, und hiermit gelangte zum ersten Male eine ganz neue, außerordentlich empfindliche und zuverlässige Meßmethode für Kanalstrahlen zur Anwendung. Es handelt sich dabei um die ionometrische Messung der unter kleinen Winkeln gestreuten Kanalstrahlen hinter der

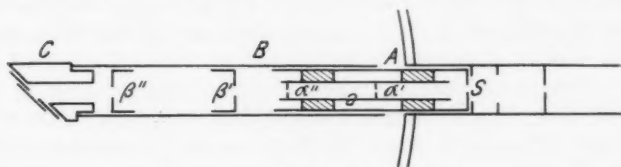


Fig. 6

Zerstreuungsfolie, womit zur Dosierung eine Kanalstrahlenmenge benutzt wird, die unter allen Umständen der auf die Folie auffallenden Menge proportional ist.

a) Die Manganschichten ließen sich nur auf kleinen Zelluloidfolien von der Größe von etwa 3,5 mm im Durchmesser in hinreichender Dicke niederschlagen. Da natürlich unbedingt verhindert werden mußte, daß die Ränder des Folienträgers von Kanalstrahlen getroffen werden konnten, so war eine genaue Zentrierung des Häutchens in der Drehachse des den Zähler tragenden Schliffes und in der Höhe des Kanalstrahlenbündels erforderlich. Außerdem erwies sich eine noch schärfere Ausblendung des Kanalstrahlenbündels als nötig.

Die genaue Zentrierung des Kanalstrahles gegen die Folie und deren Befestigung in der Achse des Beobachtungstopfes wurde durch die in der Fig. 6 gezeichnete Montierung erreicht.

An Stelle des Bernsteinhalters von  $F_1$  in Fig. 1 Abb. II wurde in das zur Magnetkammer  $M$  führende Ansatzrohr ein

Messingrohr  $A$  eingepaßt, welches an seinem vorderen Ende durch eine Schlitzblende  $S$ , deren Spalt den Kraftlinien des Magnetfeldes parallel gestellt war, abgeschlossen wurde. In zwei Bernsteinringen trug dieses Rohr ein koaxiales Röhrchen  $a$ , welches zwei Blenden  $\alpha'$  und  $\alpha''$  enthielt. Die vordere  $\alpha'$  mit einer kreisförmigen Öffnung von 0,7 mm Durchmesser, etwa in der Mitte von  $a$ , bildete den Boden des als Faradaykäfig wirkenden Systems, welches durch eine durch den Boden des Topfes führende, mit Erdschutz versehene Leitung mit einem empfindlichen Fadenelektrometer (nach Lutz-Edelmann, neuer Art) verbunden war. Dieses System diente, wie früher beschrieben, zur Dosierung der auf das Zerstreuungshäutchen auffallenden Menge. Ein 1,5 cm vor  $S$  angebrachter ihm paralleler Spalt sorgte dafür, daß von den Kanalstrahlen an den Wandungen des Verbindungsrohres ausgelöste Sekundärelektronen von dem Meßrohr  $a$  tunlichst abgeschirmt wurden.

Über das Rohr  $A$  wurde ein genau aufgepaßtes Rohr  $B$  geschoben. Dieses trug zwei verschiebbare kreisförmige Blenden  $\beta'$  und  $\beta''$ , die aus Aluminiumblech von  $\frac{2}{100}$  mm Stärke hergestellt waren.  $\beta'$  hatte einen Durchmesser von 0,6 mm,  $\beta''$  einen solchen von 1,2 mm. Hierdurch wird erreicht, daß Strahlen, die an dem Blendenrand von  $\beta'$  gestreut werden, nicht auf den Rand des Trägers der Zerstreuungsfolie treffen können.

In das Rohr  $B$  wird der Kopf  $C$  gesteckt, welcher unter einem Winkel von  $45^\circ$  abgeschrägt ist und auf dessen Stirnfläche die eliptischen Rahmen geschraubt werden, die, mit einer Öffnung von  $2,5 \times 3,5$  mm versehen, die eigentlichen Träger der Zerstreuungsfolien sind. So wird eine zwangsläufige Zentrierung des Kanalstrahlenbündels gegen die Folie erreicht und auf  $\frac{1}{10}$  mm genau die Ebene der Folie in die Achse des Beobachtungstopfes gebracht.

Durch diese scharfe Ausblendung war natürlich die Justierung der Apparatur etwas erschwert. Um sie zu erleichtern, wurde, nachdem in der Magnetkammer  $M$  (Abh. II, Fig. 1) der Austrittsöffnung der Kanalstrahlen diametral gegenüber ein Glasfenster angebracht war, zunächst optisch justiert. Dann wurde, nach Evakuierung und in Gang gesetzter Entladung, mit Hilfe von drei Stellschrauben, die eine Parallelstellung der Achse des Beobachtungsraumes mit den Kraftlinien

des Magneten gestatteten, und zwei seitlich an die Wandung des Topfes gelegten Stellschrauben, die seine radiale Schwenkung um die Magnetkammer  $M$  in horizontaler Richtung erlaubten, die letzte Feineinstellung der Apparatur erreicht. Die hohe Beweglichkeit der evakuierten Apparatur war dadurch ermöglicht, daß sowohl die Verbindung zur Magnetkammer  $M$ , als auch die weite Pumpleitung aus biegsamen Tombakschläuchen bestand.

b) Die Genauigkeit der Messungen hängt zur Hauptsache von der Genauigkeit ab, mit der die Dosierung gleicher Mengen der primär auf die Zerstreuungsfolie auffallenden Mengen vorgenommen werden konnte. Diese Dosierung wurde mit dem Lochkäfig  $c$ , wie erwähnt, in der in Abh. II S. 1032 beschriebenen Weise durchgeführt. Diese Messung ist aber, wie alle Kanalstrahlen-Intensitätsmessungen mit dem Faradaykäfig, einer unkontrollierbaren Fehlerquelle unterworfen; der Faradaykäfig mißt nur die geladenen Kanalstrahlenteilchen. Bei langen Versuchsdauern ist es nicht ausgeschlossen, daß durch fortgesetztes Bombardement der Wandungen der Apparatur, insbesondere der Verbindungsrohre des Beobachtungsraumes mit der Ablenkungskammer, durch die Kanalstrahlen in ihnen die Güte des Vakuums nachläßt. Ein Restdruck muß Umladungen hervorrufen, die vielleicht nur wenige Prozente betragen brauchen.<sup>1)</sup> Schwankungen des Restgasdruckes, vielleicht auch des Dampfdruckes von aus Fetten und Dichtungsmitteln herrührenden Dämpfen haben Schwankungen dieser Umladungen im Gefolge, welche die Genauigkeit der Faradaykäfigmessungen beeinträchtigen. Um solche Schwankungen kontrollieren zu können, wurde an Stelle des Faradaykäfigs  $F_2$  in Fig. 1 Abh. II ein zweiter Spitzenzähler eingebaut, dessen Ausschlagszahl innerhalb der statistischen Schwankungen unabhängig von der jeweiligen Einstellung des schwenkbaren Zählers der vom Lochkäfig aufgefangenen Intensität proportional sein sollte.

---

1) Man vgl. die Messungen von E. Rüchardt, Ann. d. Phys. 71. S. 410. 1923. Dieser Autor weist nach, „daß die freie Weglänge, die für den Druck 0 übrig bleibt, von Dämpfen herrührt, die auch durch Kühlen mit flüssiger Luft nicht beseitigt werden können, weil sie sich aus den Metallen und Kittstellen der Röhre immer neu entwickeln“ (Wien, Handb. d. Experim. Physik XIV. S. 525).

Durch Vorschalten verschieden dicker Zerstreuungsfolien aus Zelluloid konnte seine Ausschlagszahl in weiten Grenzen geändert werden, um sowohl bei der Untersuchung kleiner als großer Ablenkungswinkel eine geeignete, mit der durch den schwenkbaren Zähler gezählten vergleichbaren Teilchenzahl zu registrieren. Die Elektrometerausschläge beider Zähler wurden gemeinsam auf dem gleichen Bromsilberstreifen photographiert. Wenn auch im allgemeinen auf eine Benutzung der Ausschlagszahlen des Kontrollzählers verzichtet werden konnte, so hat er doch zur Beurteilung des Wertes der einzelnen Messung gute Dienste geleistet. Sein Nachteil beruht in der erhöhten Unsicherheit, die durch die statistischen Schwankungen der von ihm gezählten Teilchenzahlen in die Messung hineingetragen werden kann, wenn man die vom schwenkbaren Zähler angezeigte Teilchenzahl auf die an ihm gewonnenen Zahlen reduziert. Daher diente er in erster Linie zur Ausschaltung derjenigen Messungen, bei denen die Abweichungen von der Proportionalität aus dem Bereich der zulässigen Schwankungen herauszufallen schienen.

c) Erst gegen Abschluß dieser Untersuchung wurde ein Meßverfahren gefunden, welches von den Schwierigkeiten der Faradaykäfigmessungen befreit ist. Wenn auch nur wenige Messungen mit ihm ausgeführt worden sind, so soll es doch schon an dieser Stelle mitgeteilt werden.

In Abb. II habe ich darauf hingewiesen, daß infolge der Zerstreuung in der Folie, der Umladungen und der Auslösung von Sekundärelektronen aus der Folie eine Messung der Kanalstrahlen in dem hinteren Faradaykäfig  $F_2$  sich als undurchführbar erwiesen hatte. In der Abb. I, IV Ziffer 3 war gezeigt worden, daß die reflektierte Kanalstrahlung mit Hilfe einer Ionisationskammer nachgewiesen werden konnte und diese Ionisationsmessung einen sehr empfindlichen Nachweis von Kanalstrahlen ermöglicht. In der Tat bedeutet eine solche ionometrische Messung eine starke Multiplikation des primären Effektes. Wenn der Druck in der Ionisationskammer so hoch ist, daß die Kanalstrahlen sich im Gase voll auslaufen können, so multipliziert sich die Ladung eines Kanalstrahlenteilchens mit einem Faktor, der gleich der Gesamtzahl der von ihm erzeugten Ionenpaare ist. Dieser ionometrische Nachweis hat



mit dem Spitzenzähler den großen Vorteil gemeinsam, daß er die Intensität der Kanalstrahlen unabhängig von ihrem Ladungszustand zu messen gestattet. Ist erst der Energieverbrauch zur Bildung eines Ionenpaares bekannt — seine Bestimmung ist bereits in Angriff genommen — so ist diese Methode in hohem Maße für Absolutmessungen geeignet und außerdem imstande, die große Lücke zwischen Messungen mit dem Faradaykäfig, die auf Ströme bis herab zu  $10^{-14}$  Amp. anzuwenden sind, und solchen mit dem Geigerschen Zähler, dem der Bereich von  $10^{-10}$  bis  $10^{-21}$  Amp. zugänglich ist, auszufüllen.

Die benutzte Anordnung ist in Fig. 7 gezeichnet. Durch einen schmalen Hartgummiring ist die Ionisationskammer gegen

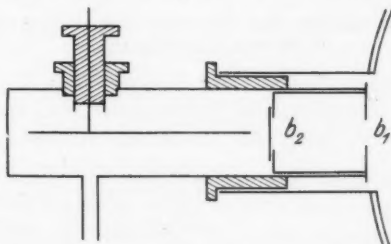


Fig. 7

die Wandung des Beobachtungsraumes isoliert. Sie besitzt eine Länge von 6 cm und einen inneren Durchmesser von 2 cm. Die zentrale Elektrode ist, durch Erdschutz von dem auf etwa 30 Volt positiver Spannung liegenden Gehäuse getrennt, mit dem Fadenelektrometer verbunden. Gemessen wird die Aufladung dieses Systems nach Aufhebung der Erdung, und der Meßbereich kann durch Empfindlichkeitsänderung des Elektrometers bzw. Änderung der Kapazität in beliebiger Richtung geändert werden. Die Kanalstrahlung tritt durch eine kreisförmige Blende  $b_2$  von 7 mm Öffnung in die Kammer, die mit einem Zelluloidhäutchen von  $75 \mu\mu$  Stärke gegen den Beobachtungsraum abgeschlossen ist. Die Größe der offenen Blende  $b$  ist so gewählt, daß sie genau den von der Zerstreuungsfolie in die Blende  $b$  eintretenden Strahlenkegel abgrenzt. Sie bezweckt, Kanalstrahlen, die von den Wandungen des Topfes

und des schwenkbaren Zählers reflektiert werden, am Eintritt in die Ionisationskammer zu hindern. In der Ionisationskammer, welche mit einem großen Balastvolumen in Verbindung steht, herrscht ein Druck von 5 mm Hg, in welchem sich die Reichweite der eintretenden Strahlen erschöpft. Die Dosierung der auf die Zerstreuungsfolie auffallenden Kanalstrahlenmenge durch die ionometrische Messung bedeutet eine wesentliche Verbesserung der Methodik. Durch sie sind alle Schwierigkeiten, die für die Messung der Zerstreuung von Kanalstrahlen unter größeren Winkeln existieren, behoben, und sie wird bei allen künftigen Messungen zu diesem Gegenstand in Anwendung kommen.

#### 8. Teilchenzahlkurve und Geschwindigkeit der zur Messung benutzten Kanalstrahlen

Aus unseren theoretischen Erörterungen folgt klar, daß eine etwaige Änderung der Winkelverteilung, die durch die abschirmende Wirkung der K-Schale verursacht wird, eine scharfe Funktion der Geschwindigkeit der benutzten Kanalstrahlung sein muß. Sie wird um so charakteristischer hervortreten, je einheitlicher die Geschwindigkeit der untersuchten Strahlung ist. Ein breites Geschwindigkeitsband muß eine Verwischung der Erscheinung verursachen. Wir wollen im

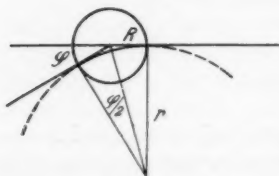


Fig. 8

folgenden betrachten, wie groß die Dispersion der Geschwindigkeit der benutzten Strahlung ist und mit welcher Absolutgeschwindigkeit die Messungen durchgeführt wurden.

a) In Fig. 8 bedeutet  $R$  den Radius der Ablenkungskammer,  $\varphi$  den Ablenkungswinkel, d. i. der Winkel, den die Achsen der Verbindungsrohre zum Beschleunigungs- und Beobachtungsraum miteinander bilden.  $r$  ist der Krümmungsradius der Kanalstrahlenbahn im Magnetfelde. Bekanntlich ist

$$(15) \quad r = \frac{mv}{\mathfrak{H}e},$$

wo  $\mathfrak{H}$  die magnetische Feldstärke,  $e$ ,  $m$  und  $v$  Ladung, Masse und Geschwindigkeit der Kanalstrahlen bedeuten. Man hat also Proportionalität zwischen Krümmungsradius und Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeit der Kanalstrahlung wird um so einheitlicher sein, je geringer die Unterschiede aller mit den geometrischen Verhältnissen der Apparatur verträglichen Krümmungsradien der die Blendesysteme durchsetzenden, von vornherein nicht streng parallelen Strahlen sind.

Aus der Geometrie folgt:

$$(16) \quad r = R \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2}.$$

Für die möglichen Abweichungen von  $\varphi$  folgt hieraus durch Differentiation

$$(17) \quad \Delta r = \frac{R}{2} \frac{1}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}} \cdot \Delta \varphi.$$

Für  $R = 2 \text{ cm}$  und  $\varphi = 30^\circ$

$$\Delta r = 14,9 \cdot \Delta \varphi.$$

Eine Abschätzung von  $\Delta \varphi$  aus den Apparateigenschaften ergibt den Wert 0,0025, somit wird  $\Delta r = 0,038$ . Aus Gleichung (16) erhält man für  $r$  den Wert 7,47 cm. Die vorkommenden Krümmungsradien liegen also innerhalb  $7,47 \pm 0,02 \text{ cm}$ . Die extremen Abweichungen des Krümmungsradius für die Kanalstrahlen betragen demnach etwa 5 Promille des Mittelwertes. Mit Rücksicht auf Gleichung (15) dürfen wir also annehmen, daß die durch ein bestimmtes Magnetfeld  $\mathfrak{H}$  definierten Geschwindigkeiten um höchstens 5 Promille voneinander abweichen. Da in dem benutzten Meßbereich des verwendeten Ringmagneten die Feldstärke der Magnetisierungsstromstärke streng proportional ist, diese aber auf 5 Promille einstellbar ist, so dürfen wir annehmen, daß bei allen Messungen, die zur Feststellung der Verteilungskurve angestellt wurden, die Geschwindigkeit der zur Streuung gelangenden Kanalstrahlen auf 1 Proz. eindeutig definiert war.

b) Der große Vorteil der von W. Wien eingeführten Methode der nachträglichen Beschleunigung der Kanalstrahlen im Hochvakuum besteht darin, daß man zur Monochromatisierung der Kanalstrahlung nur noch der Einwirkung eines

Magnetfeldes bedarf, vorausgesetzt, daß die Beschleunigungsspannung dauernd größer als die Entladungsspannung ist. Anderenfalls wäre es möglich, daß mit den Atomionen auch Moleküle der halben Energie in den Beobachtungsraum gelangen. Um die Sicherheit zu haben, daß die Beschleunigungs-

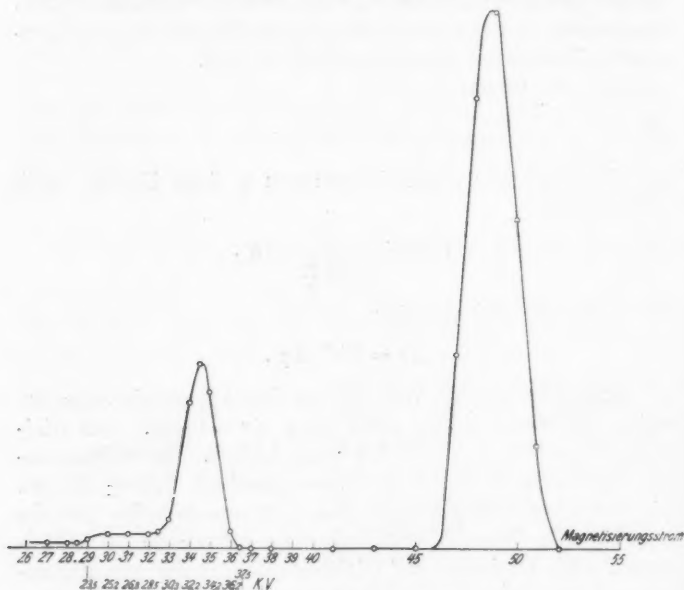


Fig. 9

spannung über die Zeit einer vollen Periode des verwandten, gleichgerichteten Wechselstromes konstant blieb, erwies sich als notwendig, auch an die Kathode einen Kondensator von  $\frac{1}{100}$  Mikrofard zu legen. Dieser beseitigte die letzten Spuren von Molekülonen, die das Bündel im Betrage von Prozenten verunreinigten.

In Fig. 9 ist die Abhängigkeit des vom Lochkäfig *c* aufgefangenen Kanalstrahlenstromes von der Magnetisierungsstromstärke des Ablenkungsmagneten aufgetragen. Es ist ein willkürliches Beispiel herausgegriffen, bei dem die Gesamt-

spannung 37,5 kV betrug, von der am Beschleunigungsrohr (zwischen Kathode und Erde) 23,5 kV lag.<sup>1)</sup>

Man erkennt deutlich zwei scharf getrennte Gruppen von Ionenarten, von denen die kleinere den Atomionen, die größere den Molekülonen entspricht. Die einzelnen Teilchen der Gruppe der Atome besitzen bei richtiger Zuordnung die gleiche Energie wie die Teilchen der Molekülonengruppe. Die Magnetisierungsstromstärken  $i$  für die Maxima sowohl als für die rechtsliegenden Begrenzungen beider Gruppen verhalten sich genau wie  $1:\sqrt{2}$ , wie theoretisch zu fordern ist, wenn die Feldstärken den Magnetisierungsstromstärken proportional sind. Diese Proportionalität ist also für unsere Anordnung bewiesen.

Wir haben nun in dieser Kurve zugleich die sogenannte Teilchenzahlkurve, welche die Teilchenzahl als Funktion der Geschwindigkeit darstellt, da ja die Geschwindigkeit der magnetischen Feldstärke proportional ist.<sup>2)</sup>

W. Wien hat gezeigt, daß bei der Methode der nachträglichen Beschleunigung im Hochvakuum die dort angelegte Spannung voll ausgenutzt wird. Eine früher häufig behauptete Begrenzung der maximalen Kanalstrahlengeschwindigkeit im Entladungsrohr, die auch für die schnellsten Teilchen eine nicht volle Ausnutzung der Entladungsspannung voraussagte, hat sich, wie von Döpel<sup>3)</sup> betont wird, nicht aufrecht erhalten lassen (dort S. 10, man vergleiche auch seine Teilchenzahlkurven). Wir dürfen daher annehmen, daß die bei den Atomen maximal auftretende Geschwindigkeit einer vollen Ausnutzung der Gesamtspannung entspricht. Ist diese Annahme richtig, so muß die linksseitige Begrenzung dieser Gruppe der Beschleunigungsspannung entsprechen. Diese muß also

$$\left(\frac{29}{36,5}\right)^2 \cdot 37,5 = 23,6 \text{ kV}$$

sein, was in der Tat gemessen wurde. Wir haben also die Möglichkeit, die Voltgeschwindigkeit aller vorkommenden Kanalstrahlen mit der Genauigkeit anzugeben, mit der die Grenze

1) Bei den meisten Versuchen wurde die Entladung weicher gehalten.

2) Der Maßstab für die Geschwindigkeit ist für die Moleküle im Verhältnis 2:1 größer als für die Atome.

3) R. Döpel, Ann. d. Phys. 76, 1. 1925.

unserer Teilchenzahlkurve bestimmbar ist. Die Geschwindigkeitsmessung ist auf eine einzige Spannungsmessung zurückführbar. Es ist also die Voltgeschwindigkeit der für unsere Messung benutzten Kanalstrahlen  $33,5 \pm 0,5$  kV, entsprechend einer Magnetisierungsstromstärke von  $i = 34,5$  Skt.

Ein Vergleich unserer Teilchenzahlkurve mit den von R. Döpel angegebenen zeigt ganz wesentliche Unterschiede. Diese könnten, wenn sie keine Klärung fänden, als ein bedenklicher Einwand gegen die Berechtigung unserer Geschwindigkeitsmessung erscheinen, die für die Beurteilung unserer weiteren Ergebnisse von großer Bedeutung ist. Wir müssen daher eine Diskussion dieser Abweichungen hier einschalten, was um so eher berechtigt erscheint, weil sie zeigt, daß die

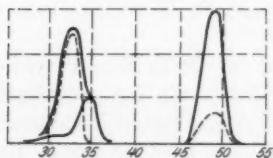


Fig. 10

elektromagnetische Analyse von Kanalstrahlen, die nach der von Döpel angewandten Methode ausgeführt wurde, keine allgemeingültigen Schlüsse auf den Entladungsmechanismus zu ziehen gestattet, daß unsere Analyse den wahren Verhältnissen im Entladungsrohr schon erheblich näher kommt. Während bei Döpel bei

niedrigen Entladungsspannungen die Teilchenzahl der sogenannten langsamen Atome, die durch Zerfall der Molekülionen entstehen, stets erheblich größer ist als die Zahl der raschen Atome, tritt bei uns die Zahl der langsamen Atome vollkommen zurück. Doch dieser scheinbare starke Gegensatz klärt sich auf, wenn die Teilchenzahl der Molekülionen betrachtet wird. Döpel gibt für das Verhältnis der Maximalenergie von Molekülen und raschen Atomen den durchschnittlichen Wert 0,5. Nun haben aber beide Gruppen in unserer Verteilungskurve, wie oben betont wurde, pro Teilchen die gleiche Energie. Also ist bei uns das Verhältnis der Maximalenergien von Molekülionen zu Atomen etwa 3, also 6 mal so groß wie bei Döpel. Nimmt man nun an, daß  $\frac{5}{6}$  der Molekülionen in Atome zerfallen, so muß die Zahl der daraus entstehenden langsamen Atomionen das  $2\frac{1}{2}$  fache der Zahl der schnellen Atomionen betragen, wie in Fig. 10 dargestellt. Man

erhält dann also für die Verteilung der Atomionen ein Bild, das dem von Döpel gefundenen ganz ähnlich ist. Wird dafür gesorgt, daß den Molekülen durch Zusammenstöße die Möglichkeit des nachträglichen Zerfalls genommen wird, so überwiegen auch für weiche Entladungen die raschen Atome vollständig. Ein Vergleich der beiden Apparaturen, insbesondere der Vakuumverhältnisse, zeigt, daß bei der Anordnung von Döpel die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls der Moleküle durch Zusammenstoß mit Molekülen des Restgases sehr viel größer sein muß. Mit den neuen empfindlichen Mitteln des Nachweises von Kanalstrahlen, dem Spitzenzähler und der Ionisationskammer, wird sich bei geeigneter Anordnung eine Analyse durchführen lassen, die der wahren Zusammensetzung der Kanalstrahlen im Entladungsrohr gerecht wird.

#### 9. Die Ausführungen der Messungen

Die Messungen wurden mit Kanalstrahlen einer Voltgeschwindigkeit von  $33,6 \pm 0,5$  kV ausgeführt. Diese Wahl wurde beim ersten Überschlagen des zu erwartenden Effektes getroffen und dann für alle weiteren Messungen beibehalten. Die Geschwindigkeit entspricht nicht genau den bei den Rechnungen in Ziffer 4 zugrunde gelegten Annahmen; nach ihnen hätte die Voltgeschwindigkeit 29,8 kV betragen müssen. Da aber von vornherein keine quantitative Übereinstimmung mit der dort abgeleiteten Verteilung erwartet wurde — bei den stark idealisierten Annahmen konnte nur eine Übereinstimmung in wesentlichen Zügen erwartet werden —, wurde diese höhere Geschwindigkeit beibehalten, weil sie in der Gegend kleiner Winkel weniger eine Verschleierung der wahren Verteilung durch einsetzende Mehrfachstreuung befürchten ließ.

An vier verschiedenen Folien wurden Messungen durchgeführt. Die Gesamtzahl der beobachteten Ausschläge hat weit über 100 000 betragen, doch entsprechen die gewonnenen Resultate in ihrer Genauigkeit nicht der aus der Zahl der beobachteten Ausschläge, die beliebig hoch hätte gesteigert werden können, ableitbaren wahrscheinlichkeitstheoretischen Erwartung. Die Genauigkeit des Endergebnisses ist im wesentlichen durch die Genauigkeit gegeben, mit der für die einzelnen Messungen

die Dosierung der primären Kanalstrahlenintensität durchführbar war.

Es sollen im folgenden nur Zahlen angegeben werden, die von Messungen an einer Folie herrühren, zumal die Messungen an anderen Folien damit durchweg bis auf wenige Prozente ohne Bevorzugung eines bestimmten Sinnes der Abweichungen übereinstimmen.

Die Messungen zwischen zwei Winkelstellungen geschahen, wie in Abhandlung II, Ziffer 5 beschrieben. Um Fehler der Einstellung, die sich auf  $\pm 1/10^\circ$  ermöglichen ließ, zurücktreten zu lassen, wurde zwischen beiden benutzten Winkeln häufig abgewechselt. Im kritischen Winkelbereich zwischen  $25^\circ$  und  $45^\circ$  wurden für jede Einzelstellung über 5000 Ausschläge beobachtet, nur für einige der höheren Winkel etwas weniger.

Die folgende Tabelle gibt die endgültigen, zum Teil aus verschiedenen Beobachtungsreihen vereinigten Hauptmittel  $\sigma$  für das Verhältnis der nach den zwei in den ersten Spalten angegebenen Richtungen gestreuten Teilchenzahlen. Sie sind bereits nach Gleichung (13) korrigiert.

Tabelle 1

1		2	3	4
$\psi_1$ gegen $\psi_2$		$\sigma = \frac{J_{\psi_1}}{J_{\psi_2}}$	$\varrho = \frac{\sin^4 \frac{\psi_2}{2}}{\sin^4 \frac{\psi_1}{2}}$	$\frac{\sigma}{\varrho}$
25	30	2,05	2,04	1
30	35	1,83	1,82	1,01
35	40	1,51	1,68	0,90
30	40	2,68	3,05	0,88
40	45	1,52	1,56	0,98
40	50	2,48	2,34	1,05
45	50	1,51	1,49	1,01
45	60	2,96	2,91	1,02
50	60	2,00	1,94	1,03
60	80	2,91	2,74	1,06

\* Anmerkung: 80 gegen  $100^\circ$ :  $\sigma=1,99$ ;  $\varrho=2,01$ ;  $\sigma/\varrho=0,99$ .

Spalte 3 der Tabelle enthält die Verhältniszahlen, welche für die entsprechenden Winkel nach der Rutherford'schen Theorie zu erwarten wären. Die Zahlen in Spalte 4 geben die



Verhältniszahlen  $\sigma/\varrho$ , sie sind also ein Maß für die Abweichung der beobachteten Winkelverteilung von derjenigen, die von einem Coulombschen Punktfelde zu erwarten ist. Besonderes Gewicht wurde auf die Untersuchung des Gebietes der starken Abweichungen zwischen 30 und 40° gelegt. Diese Abweichungen zeigten sich in übereinstimmender Weise bei allen untersuchten Folien. Sie verschwanden jedoch, sobald die Kanalstrahlen-Voltgeschwindigkeit auf 39 kV gesteigert wurde. Für diese Geschwindigkeit wurde  $\sigma_{30/40} = 2,98$  gefunden.<sup>1)</sup>

Neben dem schon wiederholt betonten Fehler, der in der Unsicherheit der Dosierung der primären Kanalstrahlenintensität liegt, treten die übrigen Fehler zurück.

Bei sorgfältiger Behandlung des Spitzenzählers, Konstanthaltung der Spannung und des Druckes, kommt eine Änderung seines Ergiebigkeitskoeffizienten über die Versuchsdauer einer Messung nicht in Frage. Durch geeignete Wahl der Betriebsspannung konnte die Zahl der spontanen Ausschläge auf durchschnittlich 1 in 4 Minuten gehalten werden, während im allgemeinen zwischen 30 und 100 Teilchen in der Minute gezählt wurden.

Infolge der Breite des Aufprallfleckes der Kanalstrahlen auf der Folie und der endlichen Öffnung des Zählers beträgt die Divergenz des in den Zähler tretenden Strahlenbündels 2°, so daß bei einer Zählerstellung die zur Messung gelangenden Strahlen Ablenkungswinkel zwischen  $(\psi + 1)^\circ$  und  $(\psi - 1)^\circ$  erfahren. Da man aber in einem solchen Winkelbereich die Verteilungskurve als nahezu linear auffassen kann, entsprechen die Verhältniszahlen der gemessenen Mittelwerte mit sehr großer Annäherung dem Zahlenverhältnis, welches zu den Winkeln selbst gehört. Als Zahlenbeispiel sei die numerische Durch-

---

\* 1) Für noch höhere Spannungen (45 kV) wird  $\varrho$  sogar überschritten:  $\sigma_{30/40} = 3,23$  statt  $\varrho = 3,05$ . Dies entspricht dem Überschreiten von  $\varrho$  bei festgehaltener Spannung für größere Ablenkungswinkel. Bei Voltgeschwindigkeiten von 57 kV nähern sich die beobachteten Verhältnisse wieder dem Wert 3,05.

Es ist von besonderem Interesse, daß für die größten erreichten Eindringtiefen, die zur Voltgeschwindigkeit von 57 kV und Ablenkungswinkeln bis zu 100° gehören, keine merklichen Abweichungen von der Rutherfordverteilung gefunden wurden.

brechung für die Streuung zwischen  $30$  und  $35^\circ$  gegeben, wobei die reine Rutherfordverteilung zugrunde gelegt ist. Sie ergibt als Abweichung des Mittelwertes, der zum Bereich  $(30 \pm 1):(35 \pm 1)$  gehört, von dem Verhältnis  $\varrho_{30,35}$  einen Wert, der unter 2 Promille liegt.

Die Festlegung der Nullgradstellung des Zählers geschah durch optische Justierung, so daß diese auf weniger als  $\frac{1}{2}^\circ$  genau sein dürfte. Der systematische Gang in den Zahlen der Spalte 4 für Winkel, die größer als  $45^\circ$  sind, kann daher nicht auf eine konstante Unterschreitung der Ablenkungswinkel  $\psi$  zurückgeführt werden.

Auf Grund der beobachteten Schwankungen ist der wahrscheinliche Fehler der angegebenen Werte von  $\sigma$  durchweg auf geringer als  $5\%$  einzuschätzen.

#### 10. Die Diskussion der Ergebnisse

Die Zahlen der Spalte 4 von Tab. 1 beweisen, daß innerhalb von Abweichungen, die durchweg unter 10 Proz. liegen, auch in den hier vorkommenden großen Kerndistanzen bis etwa  $3 \cdot 10^{-10}$  cm für die Winkelverteilung der im Manganatom gestreuten  $H$ -Kerne die Rutherfordsche Streuformel maßgebend ist. Wir dürfen aber weiter folgern, daß die Abweichungen, die sich für verschiedene Folien stets reproduzierbar gezeigt haben, auf den Einfluß der  $K$ -Elektronen des Atoms zurückzuführen sind.

In der Fig. 11 ist eine Verteilungskurve gegeben, die sich den in der Tab. 1 enthaltenen Beobachtungsergebnissen möglichst gut anpaßt. Der starken Zunahme der Streuung zwischen  $35$  und  $45^\circ$  folgt bei größeren Winkeln eine langsame Abnahme. Rechnen wir nach der Bohrschen Theorie unter Einführung der aus der Theorie der Röntgenspektren geläufigen Abschirmungszahl 1 den Radius der  $K$ -Schale aus, und bestimmen wir unter Benutzung von Gleichung (3) für die benutzte Kanalstrahlengeschwindigkeit die Ablenkung derjenigen Teilchen, deren nächster Kernabstand gleich diesem Radius ist, so finden wir einen Winkel von  $33^\circ$ . Dieser Wert ist ebenfalls in Fig. 11 eingetragen.

Ein Vergleich mit unserer theoretisch abgeleiteten Ver-

teilungskure, Fig. 5, weist unverkennbar ähnliche Züge auf. Zunächst erkennt man, daß mit dem Eindringen in die K-Schale nicht eine konstante Erhöhung der gestreuten Intensität im Verhältnis  $(25/23)^2$  verbunden ist. Selbst im Maximum der Verteilungskurve wird dieser Wert wesentlich unterschritten. Als besonders charakteristisch möchten wir hinstellen, daß mit zunehmendem Winkel die Überschreitung des Rutherfordwertes der Streuung wieder abnimmt. In einer besonderen Untersuchung wurde unter Anwendung der ionometrischen Messung

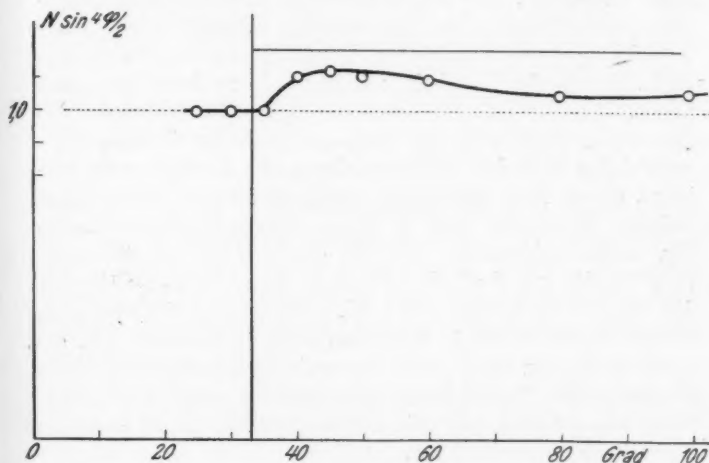


Fig. 11

mit einem Zahlenmaterial, das den wahrscheinlichen Fehler für die Bestimmung der Intensität für den einzelnen Ablenkungswinkel auf weniger als 2 Proz. herunterdrückt, für das Verhältnis  $\sigma = 2,91$  in vollkommener Übereinstimmung mit dem in der Tabelle aus Messungen an einer anderen Folie angegebenen Wert gefunden.

Ein derartiges Überschreiten des Rutherfordwertes muß, wie aus unseren unter Ziffer 4 durchgeführten Überlegungen folgt, für die Wirkung der Elektronen als charakteristisch angesehen werden. Jede Störung durch Mehrfachstreuung muß im Gegenteil die Steilheit des Abfalls der Verteilungskurve

schwächen, wie auch einwandfrei aus den Messungen von Rose hervorgeht.

Daß die Abweichungen zwischen  $30^\circ$  und  $45^\circ$  auf eine dort einsetzende Mehrfachstreuung zurückzuführen sind, dürfte durch die Tatsache widerlegt werden, daß zwischen  $25^\circ$  und  $35^\circ$  wieder eine engere Übereinstimmung mit dem normalen Wert der Rutherfordstreuung gefunden wurde. Freilich wurde die für unsere unter Ziffer 4 durchgeführte Überlegung charakteristische Verarmung an Teilchen unmittelbar hinter der *K*-Schale nicht festgestellt. Das Auftreten dieses schmalen Verarmungsbereiches muß aber in der Tat besonders empfindlich sein gegen Abweichungen der wirklichen Vorgänge von dem einfachen Bild der scharfen *K*-Schale, mit dem wir zunächst gerechnet haben. Einmal muß eine endliche Breite der *K*-Schale, wie das von L. Pauling<sup>1)</sup> aus wellenmechanischen Überlegungen entwickelte Bild der Dichteverteilung der *K*-Elektronen verlangt, diesen Zug verwischen. Zweitens ist aber unsere theoretische Überlegung noch in einem anderen Punkt unvollständig. Eine Deformation der *K*-Schale muß die Winkelverteilung für die außerhalb der *K*-Schale liegenden *H*-Teilchen in dem Sinne beeinflussen, daß infolge geringerer Ablenkung auch außerhalb der *K*-Schale eine Verarmung an Teilchen sich bemerkbar machen muß. Eine theoretische Abschätzung dieses Einflusses, die formal leicht durchzuführen wäre, hat keinen Sinn, solange man über die Deformierbarkeit keine konkrete Vorstellung gewinnen kann.

Aus diesen und anderen Gründen erscheint es besonders wünschenswert, das hier gewonnene Verteilungsbild nach kleineren Winkeln hin auszudehnen. Hier steht aber wie erwähnt, die Tatsache im Wege, daß sich bei den hier angewandten Foliendicken Mehrfachstreuung geltend machen muß. Noch geringere Metallschichten auf Zelluloidträger aufzusteuben und zu verwenden, verbietet sich aber dadurch, daß Dicke und Gleichförmigkeit sich der Kontrolle entziehen, was um so bedenklicher sein würde, als die Metallwirkung dann ohnehin etwa von gleicher Größe oder nur noch ein Bruchteil der Streuung durch den Zelluloidträger sein kann.

---

1) L. Pauling, a. a. O.

Die Lage wird aber sofort außerordentlich viel günstiger, wenn man von der festen Folie zum Molekularstrahl, etwa Edelgasstrahl übergeht. Ein solcher querdurchschossener Molekularstrahl wird bei geeigneter Dimensionierung in seinem Streuvermögen demjenigen dünnster Folien äquivalent gemacht werden können. Hier wird man auch für kleinste Winkel Einzelstreuung erhalten und daher die Möglichkeit haben, das ganze Atominnere vom Inneren der *K*-Schale bis zum Atomäußeren an demselben Atom auszutasten. In dieser Richtung werden die Untersuchungen der Streuung von Kanalstrahlen weitergeführt werden, und es ist zu hoffen, daß auf diesem Wege eine endgültige Lösung der Aufgabe, aus Messungen der Streuung von Kanalstrahlen die Feldverhältnisse im Inneren der Atome kennenzulernen, herbeigeführt werden kann.

#### 11. Zusammenfassung

Die Untersuchung der Einzelstreuung von *H*-Kernen in festen Körpern, die der Verfasser bisher auf Atome geringer Ordnungszahl beschränkt hatte, wird auf schwerere Atome ausgedehnt und hierbei die Methodik der Messungen weiter ausgebildet.

Die Messung der Winkelabhängigkeit der Streuung im Mangan in Kernabständen, die über die Bohrsche *K*-Schale hinausreichen, geben zunächst auch hier innerhalb von Abweichungen bis zu 10 Proz. eine Übereinstimmung mit der Rutherfordschen Streutheorie.

Die beobachteten systematischen Abweichungen werden auf die Wirkung der *K*-Elektronen zurückgeführt. Deren Schirmwirkung wird abgeschätzt; es wird gezeigt, daß das Eindringen in das Innere der *K*-Schale nicht eine dem Quadrate der wirksamen Kernladungszahlen entsprechende Zunahme der in alle größeren Winkel gestreuten Intensität zufolge haben kann, sondern daß die Wirkung der höheren effektiven Kernladung lediglich eine Änderung der normalen Winkelverteilung bewirken muß. Die von der normalen Verteilung beobachteten Abweichungen sind sowohl dem Sinne als auch dem Betrage

nach mit der unter stark idealisierenden Annahmen berechneten Verteilung in Einklang zu bringen.

Herrn Professor Kossel sowie Herrn Professor Geiger möchte ich für das meiner Arbeit entgegengebrachte Interesse herzlich danken. Ich konnte eine Reihe von Apparaten benutzen, die aus Mitteln der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft stammten. Der Notgemeinschaft sage ich für die Bewilligung dieser Mittel meinen herzlichen Dank.

Kiel, Physik. Institut der Universität.

(Eingegangen 2. September 1929)

---

## *Die Reibung, Wärmeleitung und Diffusion in Gasmischungen*

*VI. Reibungsbestimmung an reinen Gasen  
durch direkte Messung und durch solche an ihren Gemischen*

*Von Max Trautz und Walter Ludewigs*

(18. Mitteilung aus dem Physikalisch-Chemischen Institut  
der Universität Heidelberg)

### I. Die Fragestellung

Die innere Reibung von Gasgemischen liefert im Molenbruchdiagramm Kurven verschiedener Gestalt. Manche Gaspaare weichen nur wenig von der linearen (arithmetischen) Mischungsregel ab, andere ergeben Maxima.

A. Die Reibungskonstante  $\eta$  eines reinen Gases wird erhalten zu<sup>1)</sup>:

$$(1) \quad \eta = \frac{\varphi}{q} \cdot \frac{1}{2A} \sqrt{3RTM}.$$

Vom Querschnitt  $q$  wird man nach allen Erfahrungen Temperaturunabhängigkeit erwarten und die Größenordnung  $10^{-16} \text{ cm}^2$ .

Der Faktor  $\varphi$  enthält eine Ausbeutegröße  $\beta$ , hängt also von der Temperatur, genähert nach Reinganum oder Sutherland, ab und kann außerdem Einflüsse von Molekelgestalt und vielleicht auch Molekelmasse enthalten.

Wir haben zur  $q$ -Berechnung  $\varphi$  nicht benutzt. Das ist der eine Unterschied gegen bisher.

Der andere liegt darin, daß wir die Frage nach Absolutwerten von  $q$  oder  $\varphi$  überhaupt nicht stellten, sondern nur nach Verhältniswerten. Es empfiehlt sich, diese getrennt zu ermitteln, die der  $q$  für sich, die der  $\varphi$  danach. Als Werk-

1) M. Trautz, Heid. Akad. Ber. Nat. Ke. 1929. 12. Abh.

zeug zur Lösung der uns gestellten Aufgabe bewähren sich die Mischungen von Gasen.

B. Für die Reibung binären Gemischs kommt man in jedem Falle zu dem Mischungsgesetz für konstante Temperatur:

$$(2) \quad \eta_m = \eta_1 \left( \frac{q_1}{q_m} \right)^2 x^2 + 2 \eta_{12} \left( \frac{q_{12}}{q_m} \right)^2 x(1-x) + \eta_2 \left( \frac{q_2}{q_m} \right)^2 (1-x)^2,$$

worin  $x$  den Molenbruch des Gases 1, also  $x = \frac{C_1}{C_1 + C_2}$  bedeutet.

Wir wählen vorläufig als einfachste Näherung für  $q_m$ , die sich durch Zahlenergebnisse als erlaubt rechtfertigt, die arithmetische der Querschnitte  $q$ :

$$(3a) \quad q_m = q_1 x + q_2 (1-x).$$

Gl. (2) enthält 3 Unbekannte, nämlich  $q_1$  und  $q_2$  und das Mittelglied  $\eta_{12} (q_{12})^2$ . Sie müßten konzentrationsunabhängig, also konstant sein.

Man kann das roh prüfen, indem man die ebenfalls konzentrationsunabhängigen Faktoren  $q$ , die explizit in (2) nicht vorkommen, in die Querschnitte einrechnet, also was ja genähert zutrifft, für verschiedene Gase einander gleichsetzt. Auch wo dies nicht so ist, heben sie sich zum Teil infolge der Mittelungsweise aus dem Ergebnis wieder heraus. In der Tat stellt man mit diesem Verfahren die Reibung aller Gas-mischungen bereits recht gut dar, und dementsprechend wird auch das so berechnete Mittelglied konstant.

Zur strengen Prüfung von Gl. (2) zuzüglich (3a) bringt man  $q_m$  nach links, setzt seinen Wert ein, multipliziert aus und subtrahiert zwei solche Gleichungen für zwei verschiedene  $x$  voneinander; dann fällt das Mittelglied, der mittlere Summand rechts ganz heraus, falls  $x(1-x)$  für beide Gleichungen dasselbe war, falls man also  $\eta_m$  aus dem Mischungsdiagramm bei symmetrischen Ordinaten, bei 10 und 90, 20 und 80, 30 und 70, 40 und 60 Proz. entnommen hatte. Division der erhaltenen Differenz durch  $q_1^2$  liefert die in  $q_2/q_1$  quadratische Gleichung:

$$(3b) \quad \begin{cases} \left( \frac{q_2}{q_1} \right)^2 \cdot [(\eta_{m_1} (1-x)^2 - \eta_{m_2} x^2) - \eta_{22} (1-2x)] + \\ + \left( \frac{q_2}{q_1} \right) [2(\eta_{m_1} - \eta_{m_2}) \cdot x(1-x)] + \\ + [\eta_{m_1} x^2 - \eta_{m_2} (1-x)^2] + \eta_{11} \cdot (1-2x) = 0. \end{cases}$$



Man bestimmt damit  $q_2/q_1$  etwa für die Punktpaare 10, 20, 30, 40 v. H. der ausgeglichenen Kurve, nimmt das Mittel und setzt in Gl. (2) ein, wodurch man

$$(3c) \quad \frac{q_m}{q_1} = x + \frac{q_2}{q_1} (1 - x); \quad \frac{q_m}{q_2} = \frac{q_1}{q_2} \cdot x + (1 - x);$$

und damit die Klammerfaktoren für das erste und dritte Glied in (2) erhält, welche Gleichung damit prüfbar wird. Denn Subtraktion der beiden Außenglieder von der linken Seite und Division durch das jeweilige  $x (1 - x)$  muß zu einer Größe führen, die nur noch vermöge  $q_m$  konzentrationsabhängig ist, also durch Multiplikation mit den beiden Ausdrücken (3a) konstant werden muß:

$$(4) \quad 2 \eta_{12} \cdot \frac{(q_1 q_2)^2}{(q_1 \cdot q_2)} = \text{const.}$$

Das Querschnittsverhältnis muß für alle Ordinatenpaare denselben Wert behalten und ebenso der mit seiner Hilfe berechenbare Ausdruck (3a). Das Querschnittsverhältnis ist eine gegen  $\eta$ -Änderungen ungeheuer empfindliche Größe. Änderungen in  $\eta$  um wenige Promille ändern an ihm 10 Proz. und mehr. Einige Promille Unsicherheit sind aber an den  $\eta$  stets zuzugeben.

Es kommt vor, daß beide Lösungen der Gl. (3b) positiv reell sind. Dann entscheidet man oft zwischen beiden mittels „Gasdreiecken“ geschlossenen Ketten aus drei binären Diagrammen. Jede Seite gibt ein Verhältnis  $q_1/q_2$  unmittelbar. Division der  $q_1/q_2$  der beiden anderen Seiten muß mittelbar dasselbe  $q_1/q_2$  ergeben. Das wird aber nur bei „richtiger“ Wahl des Wurzelvorzeichens in Gl. (3b) zutreffen. Deshalb hat man zur zweifelsfreien Entscheidung und zugleich zur Erhöhung der Genauigkeit der  $q$ -Verhältnisse solche Dreiecke nötig, die wir denn auch in Angriff genommen haben.

Übrigens geht die Geltung des Dreieckschlusses über die des Mischungsgesetzes (2) zuzüglich (3a) hinaus. Er fußt auf der Auffassung, daß der Querschnitt einer stoßenden Gasmolekel vom andern Partner nicht abhängt.

C. Werden einem gegebenen Hauptgas Fremdgase zugesetzt, so verändern diese bei kleinem Zusatz die Reibung proportional dem Molenbruch der Fremdgase; für hinreichend

kleine  $x$  verläuft die Mischungskurve linear. Da ist auch  $q_m$  hinreichend konstant und es wird für

$$(5 \text{ u. } 6) \quad \frac{q_1}{q_2} = q \quad \text{und} \quad \eta_{12} \cdot q_{12}^2 = F \cdot \sqrt{\eta_1 \cdot \eta_2} \cdot q_1 \cdot q_2,$$

indem wieder die Summanden mit  $x^2$  vernachlässigt werden, die *spezifische relative Reibungsänderung*:

$$(7) \quad \Delta = \frac{\eta_m - \eta_2}{x \eta_2} = 2q \left( F \cdot \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} - 1 \right).$$

Das Vorzeichen der relativen Reibungsänderung entscheidet über das Auftreten von Maxima und Minima durch folgende Ungleichungen, die bemerkenswerterweise nur  $F$  und  $\eta$  enthalten. Es besteht:

$$(8) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{für } \eta_2 > \eta_1 & \text{und } \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \geq \frac{1}{F} \quad \text{Maximum} \\ \text{für } \eta_2 > \eta_1 & \text{und } \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \leq F \quad \text{Minimum} \\ \text{für } \eta_2 < \eta_1 & \text{und } \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \leq F \quad \text{Maximum} \\ \text{für } \eta_2 < \eta_1 & \text{und } \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \geq \frac{1}{F} \quad \text{Minimum.} \end{array} \right.$$

Bei Gültigkeit des Gleichheitszeichens liegen Maxima bzw. Minima auf der betreffenden  $\eta$ -Achse selber. Die Maxima rücken mit steigender Temperatur nach der Seite des Gases mit dem größeren Temperaturkoeffizienten. Damit kommt zuletzt  $\sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}}$  unter  $1/F$ , und die Kurve fällt dann von  $\eta_2$  aus. Somit kommt ein Minimum auf der  $\eta_1$ -Seite nicht zustande, da  $\sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} > 1$ .

Für  $F$  kann je nachdem ein aus empirischen Formeln:

$$(9, 10, 11) \quad \left\{ \begin{array}{l} F_1 = \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{2 \sqrt{m_1 \cdot m_2}}}; \quad F_2 = \frac{\sqrt{m_1} + \sqrt{m_2}}{2 \sqrt{m_1 \cdot m_2}}; \\ F_3 = \left[ \frac{\left( \frac{\sqrt{m_1} + \sqrt{m_2}}{2} \right)^4}{\left( \frac{m_1 + m_2}{2} \right) \sqrt{m_1 \cdot m_2}} \right]^{\frac{1}{3}}; \end{array} \right.$$

berechneter oder ein sonstiger empirischer Schätzwert dienen. Die  $m$  sind die Molgewichte.

Mit Gl. (6) ergibt sich das extrapolierte  $\eta_1$ , sofern  $F$  und  $q$  bekannt oder abschätzbar sind, was im allgemeinen zutreffen wird. Man erhält:

$$(12) \quad \eta_1 = \eta_2 \cdot \left( \frac{\frac{A}{2q} + 1}{F} \right)^2.$$

$F$  wird für  $q = 1$ , so daß man für diesen einfachsten Fall die Gleichung erhält:

$$(13) \quad \eta_1 = \eta_2 \left( \frac{A}{2} + 1 \right)^2.$$

Allgemein aber ist  $q \neq 1$  und kann in (7) und (12) maßgebenden Einfluß üben, sollte also recht zuverlässig angegeben werden können und wird doch von  $\eta$  sehr empfindlich (s. o.) beeinflußt.

Man kann  $q$  auch, was wir w. u. benützen wollen, aus gastheoretischen Angaben entnehmen. Doch ist dabei nicht zu vergessen, daß diese einerseits im allgemeinen eine recht weite Streuung zeigen, andererseits aber, was damit zusammenhängt, unter anderen oder mindestens spezielleren Voraussetzungen berechnet sind, als unsere  $q$ -Verhältnisse. Und deshalb dürfen sie nicht streng als gleichbedeutend mit unseren  $q$  angesehen werden, können also auch, in unsere Gleichungen eingesetzt, im allgemeinen nur unvollkommene Übereinstimmungen liefern, wie das denn auch beobachtet wird (s. w. u.).

Ob die im vorangegangenen gegebenen Ansätze überhaupt verwendbar sind, das hängt natürlich davon ab, daß Gl. (2) und (3a) *auch in den Randgebieten* gilt. Dasselbst aber fehlten bisher Messungen einigermaßen. Wir haben deshalb einerseits unmittelbar Randgebietmessungen gemacht. Wir wählten dazu einmal  $H_2CO$ -Gemische. Denn was sich hier ergibt, wird bei den analogen  $H_2N_2$ -Gemischen ebenfalls gelten (Baumann, Inaug.-Diss. Heidelberg 1928). Zweitens wählten wir  $H_2$ -Argon-Gemische, weil hier die bei den leichter erreichbaren Edelgasen sowohl wie bei hinreichend idealen Gasen überhaupt, extremsten Molgewichtsverhältnisse vorliegen.

Andererseits bedienten wir uns zur Untersuchung der Randgebiete der Konsequenzen, die man aus den Ausdrücken für die spezifische relative Reibungsänderung ableiten kann (s. C.) und zwar für Gemische von  $H_2$  und CO mit Dämpfen einer

hochmolekularen Substanz, nämlich Eisen-5-carbonyl. Man könnte hier mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit damit rechnen im großen und ganzen auf Erscheinungen zu stoßen, die denen bei CO-Gemischen ähnlich sein werden, da das Fe des Carbonyls doch wohl so von CO-Molekeln umgeben ist, daß Stöße nur zwischen diesen CO-Molekeln und der anderen Komponente auftreten können. Der Unterschied im Verhalten von CO und  $H_2$  gegen  $Fe(CO)_5$  wäre dann voraussichtlich in der Hauptsache durch die Verschiedenheit des Molekelquerschnitts bedingt.

## II. Die Messungen und ihre Ergebnisse

*Versuchsmethoden.* Die Apparatur war im wesentlichen die früher benutzte.<sup>1)</sup>

Die Thermometer waren von der P. T. R. auf  $0,1^\circ$  geeicht. Die Versuchskapillare bestand aus zwei hintereinander gelegten Stücken von je 42 cm Länge und 0,152 Radius.

Die Gase wurden gemischt in einem System von Pipetten von 115–1000  $cm^3$  Inhalt, der durch Auswägen mit Quecksilber genau bestimmt wurde.

Zur Darstellung der Gemische von  $H_2$  und  $CO^2)$  mit Carbonyldampf diente eine Batterie von Waschflaschen mit porösen Glasfiltern zwecks Feinzerteilung des Gases.

*Darstellung der Gase.*  $H_2$  ward elektrolytisch dargestellt in schon früher beschriebener Weise.<sup>3)</sup>

CO wurde nach der Methode von W. Allner<sup>4)</sup> erhalten: Reinste  $H \cdot COOH$  (Dichte 1,2) tropfte auf  $130^\circ$  heiße konzentrierte  $H_2SO_4$ . Das entstehende Gas strömte durch ein 40 cm langes mit Glasperlen und Kalilauge gefülltes U-Rohr zur Befreiung von saueren Dämpfen und trat dann durch ein System von Trockenröhren ebenfalls in die Pipetten.

Wir haben der Firma Linde A.-G. in Höllriegelskreuth für die liebenswürdige Überlassung des Argons sehr zu danken.

1) M. Trautz und W. Weizel, Ann. d. Phys. 78. S. 305. 1925.

2) Zur analytischen CO-Bestimmung, die wir hier nicht benötigen, eignet sich die schöne Methode von W. Manchot und O. Scherer, Ber. 60. S. 326–332. 1927.

3) F. W. Stauff, Inaug.-Diss. Heidelberg 1927.

4) W. Allner, Inaug.-Diss. Karlsruhe 1905.

Das Argon enthielt laut Angabe 0,2 Proz.  $N_2$ . Diese Verunreinigung kann vernachlässigt werden, da ihr Einfluß nur Bruchteile eines Promilles beträgt. Auch das Argon wurde nochmals durch  $CaCl_2$  und  $H_2SO_4$  getrocknet.

Die Gemische mit Carbonyldampf wurden dadurch erhalten, daß ein langsamer Strom von sorgfältig gereinigtem und getrocknetem  $H_2$  bzw.  $CO$  bei verschiedenen Temperaturen durch flüssiges, destilliertes Carbonyl geleitet wurde. Eine Batterie von Kühlgefäßen bestimmter Temperatur diente zur Abscheidung zu viel aufgenommenen Carbonyldampfes.

Die prozentuale Zusammensetzung der Gemische ergab sich aus der Dampfdruckkurve.<sup>1)</sup>

Der I. G. Farbenindustrie, A.-G. (Ammoniaklaboratorium Oppau) haben wir Dank zu sagen für die liebenswürdige Überlassung des Eisen-5-carbonyls.

Alles verwandte Quecksilber war destilliert; die Definiertheit der Apparatur wurde stets durch Kontrollmessungen geprüft.

*Berechnung der Messungen.* Die für Relativmessungen gültige Formel lautet:

$$\left[ \frac{T \cdot t}{T_0 \cdot \eta} \right]_1 = \left[ \frac{T \cdot t}{T_0 \cdot \eta} \right]_2 = \dots = \left[ \frac{T \cdot t}{T_0 \cdot \eta} \right]_n,$$

wobei  $T$  die Temperatur des Ausflußapparates  $T_0$  die der Kapillare,  $t$  die Ausflußzeit und  $\eta$  die Konstante der inneren Reibung bedeuten.

Die Messungen sind hiernach mit den a. a. O.<sup>2)</sup> angegebenen Korrekturen berechnet, und auf den Millikanluftwert  $\eta_{23^\circ} = 1824 \cdot 10^{-7}$  bezogen. Der Luftwert wurde von Zeit zu Zeit neu bestimmt.

Die *Ergebnisse der Versuche* sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt.

In Tabelle 1 bedeuten  $p_0$  den reduzierten Barometerstand,  $T$  die Temperatur des Ausflußapparates,  $T_0$  die der Kapillare,  $t_0$  die auf eine geeignete mittlere Temperatur des Ausflußapparates umgerechnete Durchflußzeit.

1) Vgl. M. Trautz und W. Badstübner, Ztschr. f. Elektroch. 35. S. 799. 1929. 13. Mitt. a. d. Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Heidelberg.

2) M. Trautz und A. Narath, Ann. d. Phys. [IV] 79. S. 640. 1926.

Tabelle 2 enthält die Mittelwerte für Gemische, erhalten aus mindestens zwei Messungen, deren Werte um nicht mehr als ein Promille differierten.

Aus den Messungen wurden unter Anbringung aller Korrekturen die Reibungskoeffizienten  $\eta$  berechnet. Die Umrechnung der gefundenen Werte auf Temperaturen  $19^\circ$  bzw.  $20^\circ$ ,  $100^\circ$ ,  $200^\circ$ ,  $250^\circ$  geschah wie sonst durch lineare Interpolation (bei kleinen Abständen der Messungen von den angegebenen Temperaturen) oder Umrechnung mit der dafür hinreichenden Sutherland'schen Formel.

Die Messungen an reinen Gasen mit Ausnahme von Argon wurden mit zwei verschiedenen Apparaten ausgeführt, die in den Tabellen durch A und B gekennzeichnet sind. Die Gemische mit Carbonyldampf sind nämlich im Apparat A sofort nach den reinen Gasen gemessen worden, wobei das zersetzliche Carbonyl Fe darin abschied. Deshalb wurden die Gemische  $H_2$ -CO und  $H_2$ -Ar mit dem zweiten Apparat B gemessen.

Die Reibungskoeffizienten der Luft zwischen  $14^\circ$  und  $250^\circ$  sind neu gemessen worden und stimmen gut mit den früheren Werten überein. Sie liegen allen unseren Messungen zugrunde.

Die Reibungskoeffizienten von  $H_2$ , die sich wegen ihrer großen Empfindlichkeit gegen Zusätze von Fremdgas zur Kontrolle der Luftwerte eignen, stimmen ebenfalls mit früheren Messungen<sup>1)</sup> überein. Die zuerst angegebenen Werte<sup>2)</sup> dürfen zum Vergleich nicht herangezogen werden, weil der damals verwandte  $H_2$  aus Stahlflaschen entnommen, wenn auch nachträglich gereinigt wurde.

Die bei  $19^\circ$ ,  $100^\circ$ ,  $200^\circ$  und  $250^\circ$  ermittelten Reibungskoeffizienten des CO stehen im allgemeinen in Einklang mit früher<sup>3)</sup> angegebenen Werten.

Die Reibungskoeffizienten des Argons hat bereits auch A. O. Rankine mit ähnlichen Ergebnissen gemessen.

---

1) Inaug.-Diss. Heidelberg, Fr. W. Stauff 1927, P. B. Baumann 1928, H. Binkele 1928.

2) M. Trautz u. W. Weizel, Ann. d. Phys. 78. S. 305. 1925 und M. Trautz u. A. Narath, Ann. d. Phys. 79. S. 640. 1926.

3) Fr. W. Baumann, Inaug.-Diss., Heidelberg 1928.

Tabelle 1  
Zusammenfassung der Mittelwerte  
I. Luft. A

T	T <sub>0</sub>	t <sub>0</sub>	p <sub>0</sub>	Korrekturen in Promille				t <sub>0</sub> red.	$\eta \cdot 10^7$
				Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
11,0	14,0	416,7	748	-2,7	—	—	-2,0	414,7	1780
11,0	17,0	423,8	748	-2,6	—	—	-2,0	421,8	1782
12,0	22,0	435,1	759	-2,5	—	—	—	434,1	1819
11,0	51,3	515,8	755	-1,9	+0,8	—	-0,8	514,9	1960
11,0	99,0	657,5	748	-1,1	+2,2	—	-2,0	656,9	2175
12,0	100,1	658,4	759	-1,1	+2,0	—	—	657,8	2179
11,0	151,4	813,4	757	-0,8	+3,4	—	-0,5	815,1	2381
11,0	157,5	841,3	748	-0,7	+3,4	—	-2,0	841,9	2410
12,0	198,8	978,7	759	-0,5	+4,5	—	—	982,6	2574
11,0	200,0	987,3	755	-0,5	+4,5	—	-0,8	990,4	2578
11,0	250,4	1165,1	755	-0,3	+5,8	—	-0,8	1170,6	2755

## I. Luft. B

11,0	15,4	319,4	761	-2,7	—	—	+0,2	319,2	1789
11,0	50,4	392,1	745	-1,9	+0,8	—	-2,5	390,7	1952
11,0	100,0	500,2	761	-1,1	+2,0	—	+0,2	500,7	2169
10,0	150,0	621,7	753	-0,8	+3,4	—	-1,2	622,5	2369
11,0	200,0	748,3	761	-0,5	+4,5	—	+0,2	751,4	2567
10,0	250,0	889,2	753	-0,3	+5,8	—	-1,2	893,0	2750

## Frühere Messungen

Luft (°)	Weizel	Narath	Stauf	Baumann	Binkele
20	1809	1806	1806	1808	1807
100	2174	2173	2169	2171	2170
200	2569	2573	2569	2571	2565
250	—	2754	2750	2751	2749

## II. Wasserstoff. A

T	T <sub>0</sub>	t <sub>0</sub>	p <sub>0</sub>	Korrekturen in Promille				t <sub>0</sub> red.	$\eta \cdot 10^7$
				Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
12,0	20,4	207,9	749	-0,8	—	—	-1,9	207,4	874
12,0	53,0	250,0	749	-0,5	+0,8	—	-1,9	249,7	947
10,1	100,3	312,7	763	-0,4	+2,0	—	+0,5	313,3	1031
13,0	156,0	393,9	760	-0,3	+2,7	—	—	394,9	1142
10,5	199,7	463,5	763	-0,2	+4,5	—	+0,5	465,6	1209
13,0	250,4	543,6	760	-0,1	+5,8	—	—	546,7	1296

## II. Wasserstoff. B

T	T <sub>0</sub>	t <sub>0</sub>	p <sub>0</sub>	Korrekationen in Promille				t <sub>0</sub> red.	η · 10 <sup>7</sup>
				Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
10,0	15,5	155,8	740	-0,5	—	—	-3,4	155,2	866
10,0	50,0	187,8	761	-0,3	+0,8	—	+0,2	187,9	937
11,0	100,0	237,6	740	-0,2	+2,0	—	-3,4	237,3	1029
11,0	150,0	293,4	761	-0,1	+3,3	—	+0,2	294,3	1124
11,0	200,0	353,0	761	-0,1	+4,5	—	+0,2	354,6	1212
10,0	250,0	418,5	761	—	+5,8	—	+0,2	421,0	1217

## Frühere Messungen

Wasserstoff (°)	Weizel	Narath	Stauf	Baumann	Binkele
20	884	881	877	875	875
100	1035	1041	1030	1030	1029
200	1221	1216	1211	1212	1211
250	—	1303	1294	1297	1296

## III. Kohlenoxyd. A. I

T	T <sub>0</sub>	t <sub>0</sub>	p <sub>0</sub>	Korrekationen in Promille				t <sub>0</sub> red.	η · 10 <sup>7</sup>
				Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
13,6	17,9	410,7	759	-2,9	—	-0,2	—	409,5	1750
13,6	51,1	490,6	759	-2,0	+0,8	-0,4	—	489,9	1869
13,6	100,2	626,2	760	-1,2	+2,0	-0,8	—	626,2	2086
13,6	150,5	775,7	759	-0,8	+3,4	-0,8	—	777,0	2281
13,6	201,0	938,8	760	-0,5	+4,5	-0,8	—	941,8	2471
13,6	250,1	1103,8	759	-0,3	+5,8	-0,8	—	1109,0	2636

## III. Kohlenoxyd. A. II

13,8	20,0	416,0	763	-2,9	—	-0,2	+0,5	415,2	1763
13,8	50,0	487,1	763	-2,0	+0,8	-0,4	+0,5	486,6	1864
13,8	100,0	624,2	763	-1,2	+2,0	-0,8	+0,5	624,5	2083
13,8	150,1	772,4	762	-0,8	+3,4	-0,8	+0,3	774,0	2276
13,8	200,0	933,0	762	-0,5	+4,5	-0,8	+0,3	936,2	2463
13,8	250,0	1100,2	763	-0,3	+5,8	-0,8	+0,5	1105,9	2632

## Frühere Messungen

Kohlenoxyd (°)	Baumann	Zimmer	Smith	Ishida
19	1749	1723	1715	1745
100	2085	η <sub>11,4°</sub>	η <sub>15,0°</sub>	η <sub>23,0°</sub>
200	2466			
250	2636			



## III. Kohlenoxyd. B. I

T	T <sub>0</sub>	t <sub>0</sub>	P <sub>0</sub>	Korrekationen in Promille				t <sub>0</sub> red.	η · 10 <sup>7</sup>
				Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
9,6	15,6	315,2	755	-1,5	—	-0,2	-0,8	314,5	1738
9,6	52,0	384,3	755	-1,0	+0,8	-0,4	-0,8	383,8	1884
9,6	101,2	490,7	753	-0,5	+2,0	-0,8	-1,2	490,5	2091
9,6	152,0	608,7	755	-0,3	+3,4	-0,8	-0,8	609,6	2288
9,6	199,8	729,0	753	-0,2	+4,5	-0,8	-1,2	730,6	2466
9,6	251,0	863,8	753	-0,1	+5,8	-0,8	-1,2	867,0	2640

## III. Kohlenoxyd. B. II

9,6	17,8	319,7	758	-1,5	—	-0,2	-0,3	319,1	1751
9,6	51,5	383,1	758	-1,0	+0,8	-0,4	-0,3	382,8	1873
9,6	99,8	485,5	758	-0,5	+2,0	-0,8	-0,3	485,6	2079
9,6	149,5	601,2	757	-0,3	+3,4	-0,8	-0,5	602,2	2275
9,6	201,3	731,3	757	-0,2	+4,5	-0,8	-0,5	733,5	2469
9,6	248,5	853,4	759	-0,1	+5,8	-0,8	—	857,6	2625

## IV. Argon

T	T <sub>0</sub>	t <sub>0</sub>	P <sub>0</sub>	Korrekationen in Promille				t <sub>0</sub> red.	η · 10 <sup>7</sup>
				Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
9,6	15,4	398,0	751	-1,4	—	—	-1,4	396,9	2196
9,6	100,5	629,4	751	-0,5	+2,0	—	-1,4	629,4	2688
9,6	200,0	947,7	751	-0,5	+4,5	—	-1,4	950,6	3207
9,6	250,0	1124,1	751	—	+5,8	—	-1,4	1129,0	3444

## Frühere Messungen

Argon (°)	Binkele	Rankine	Schulze	Tänzler	Schierloh
20	2210	2172	2208	2165	—
		16,0°	17,9°	12,1°	—
100	2684	2662	—	2706	—
		99,6°	—	99,6°	—
200	3208	—	3174	3184	3196
		—	183,7°	183,0°	183,3°
250	3444	—	—	—	—

Tabelle 2  
Zusammenfassung der Mittelwerte für Gemische  
I.  $H_2$ -CO-Gemische

$H_2$ %	$T$	$T_0$	$t_0$	$p_0$	Korrekturen in Promille				$t_0$ red.	$\eta \cdot 10^7$
					Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
94,85	8,0	19,0	191,5	757	-0,6	—	—	-0,5	191,3	1040
	8,0	100,0	289,4	757	-0,2	+2,0	—	-0,5	289,7	1233
	8,0	200,0	427,3	757	-0,1	+4,5	—	-0,5	429,0	1440
	8,0	250,0	511,2	757	-0,1	+5,8	—	-0,5	513,9	1560
89,06	8,0	19,0	219,2	759	-0,6	—	—	—	219,1	1190
	8,0	100,0	326,4	759	-0,2	+2,0	—	—	327,0	1392
	8,0	200,0	482,2	759	-0,1	+4,5	—	—	484,3	1625
	8,0	250,0	580,2	759	-0,1	+5,8	—	—	583,5	1771
83,37	8,0	19,0	237,7	754	-0,7	—	—	-1,0	237,3	1290
	8,0	100,0	357,9	754	-0,3	+2,0	—	-1,0	358,2	1524
	8,0	200,0	527,9	754	-0,2	+4,5	—	-1,0	529,7	1778
	8,0	250,0	629,9	754	-0,2	+5,8	—	-1,0	632,8	1921
76,73	8,0	19,0	256,0	756	-0,7	—	—	-0,7	255,7	1390
	8,0	100,0	384,9	756	-0,3	+2,0	—	-0,7	384,9	1638
	8,0	200,0	569,9	756	-0,2	+4,5	—	-0,7	571,8	1919
	8,0	250,0	676,0	756	-0,2	+5,8	—	-0,7	679,3	2062
57,49	8,0	19,0	288,9	762	-0,8	—	—	+0,3	288,8	1570
	8,0	100,0	433,1	762	-0,5	+2,0	—	+0,3	433,8	1846
	8,0	200,0	644,8	762	-0,4	+4,5	—	+0,3	647,6	2173
	8,0	250,0	761,3	762	-0,3	+5,8	—	+0,3	765,7	2323
26,54	8,0	19,0	313,3	758	-1,1	—	—	-0,3	312,8	1700
	8,0	100,0	474,5	758	-0,7	+2,0	-0,3	-0,3	474,8	2020
	8,0	200,0	708,0	758	-0,4	+4,5	-0,4	-0,3	710,4	2384
	8,0	250,0	836,0	758	-0,2	+5,8	-0,4	-0,3	840,1	2550
8,42	8,0	19,0	320,4	755	-1,4	—	-0,1	-0,8	319,7	1737
	8,0	100,0	487,2	755	-0,9	+2,0	-0,5	-0,8	487,3	2073
	8,0	200,0	727,6	755	-0,4	+4,5	-0,6	-0,8	729,5	2448
	8,0	250,0	860,1	755	-0,2	+5,8	-0,6	-0,8	864,0	2622

II.  $H_2$ -Ar-Gemische

$H_2$ %	$T$	$T_0$	$t_0$	$p_0$	Korrekturen in Promille				$t_0$ red.	$\eta \cdot 10^7$
					Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
94,24	8,0	20,0	214,0	762	-0,6	—	—	+0,3	214,5	1162
	8,0	100,0	323,1	762	-0,3	+2,0	—	+0,3	323,7	1378
	8,0	200,0	481,9	762	-0,2	+4,5	—	+0,3	484,1	1625
	8,0	250,0	570,2	762	-0,1	+5,8	—	+0,3	573,6	1741

II.  $H_2$ -Ar-Gemische

$H_2$ %	$T$	$T_0$	$t_0$	$p_0$	Korrekturen in Promille				$t_0$ red.	$\eta \cdot 10^7$
					Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
88,16	8,0	20,0	252,0	765	- 0,6	—	—	+ 0,8	252,1	1397
	8,0	100,0	389,7	765	- 0,3	+ 2,0	—	+ 0,8	390,7	1663
	8,0	200,0	577,6	765	- 0,2	+ 4,5	—	+ 0,8	580,5	1948
	8,0	250,0	685,2	765	- 0,1	+ 5,8	—	+ 0,8	689,6	2093
83,51	8,0	20,5	286,3	766	- 0,6	—	—	+ 1,0	286,4	1551
	8,0	100,0	432,1	766	- 0,3	+ 2,0	—	+ 1,0	433,3	1844
	8,0	200,0	642,3	766	- 0,2	+ 4,5	—	+ 1,0	645,7	2177
	8,0	250,0	768,7	766	- 0,1	+ 5,8	—	+ 1,0	773,8	2348
74,36	8,0	20,0	318,5	768	- 0,7	—	—	+ 1,4	318,7	1727
	8,0	100,0	484,1	768	- 0,3	+ 2,0	—	+ 1,4	485,6	2067
	8,0	200,0	719,2	768	- 0,3	+ 4,5	—	+ 1,4	723,2	2427
	8,0	250,0	861,7	768	- 0,1	+ 5,8	—	+ 1,4	867,8	2634
66,65	8,0	20,0	340,0	770	- 0,8	—	—	+ 1,7	340,3	1843
	8,0	100,0	518,6	770	- 0,3	+ 2,0	—	+ 1,7	520,4	2214
	8,0	200,0	774,3	770	- 0,2	+ 4,5	—	+ 1,7	778,9	2614
	8,0	250,0	919,6	770	- 0,1	+ 5,8	—	+ 1,7	926,4	2812
13,09	8,0	20,0	404,0	772	- 1,2	—	—	+ 2,0	404,3	2190
	8,0	100,0	621,5	772	- 0,4	+ 2,0	—	+ 2,0	623,7	2654
	8,0	200,0	937,1	772	- 0,2	+ 4,5	—	+ 2,0	943,0	3164
	8,0	250,0	1111,9	772	- 0,1	+ 5,8	—	+ 2,0	1120,5	3401

III.  $H_2$ -Fe (CO)<sub>5</sub>-Gemische

Jeweils höchster und niederster von sechs unter gleichen Bedingungen erhaltenen Werten

Car- bonyl %	$T$	$T_0$	$t_0$	$p_0$	Korrekturen in Promille				$t_0$ red.	$\eta \cdot 10^7$
					Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
0,84	13,6	25,0	247,6	749	- 0,8	—	—	- 1,9	246,9	1030
			250,9						250,2	1044
1,14	14,2	25,0	251,4	757	- 0,7	—	—	- 0,5	251,1	1050
			253,5						253,2	1058
1,45	13,6	25,0	258,4	749	- 0,7	—	—	- 1,9	257,7	1075
			262,0						261,3	1090
1,52	13,6	25,0	259,2	757	- 0,6	—	—	- 0,5	258,9	1080
			262,3						262,0	1093
2,14	21,2	25,0	261,8	757	- 0,6	—	—	- 0,5	261,5	1120
			264,7						264,4	1132
2,75	24,3	25,0	271,5	756	- 0,6	—	—	- 0,6	271,2	1174
			275,2						274,9	1190

IV. CO-Fe (CO)<sub>5</sub>-Gemische

Jeweils höchster und niederster von sechs unter gleichen Bedingungen erhaltenen Werten

Carbonyl %	T	T <sub>0</sub>	t <sub>0</sub>	p <sub>0</sub>	Korrekturen in Promille				t <sub>0</sub> red.	η · 10 <sup>7</sup>
					Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
0,84	14,0	25,0	416,7 417,9	753	- 2,9	—	- 0,2	- 1,2	414,9 416,1	1733 1738
1,45	13,6	25,0	416,2 417,6	751	- 2,9	—	- 0,2	- 1,4	414,3 415,7	1729 1734
2,19	19,6	25,0	405,3 407,0	752	- 2,9	—	- 0,2	- 1,3	403,5 405,2	1719 1726
2,26	19,6	25,0	404,5 405,9	753	- 2,9	—	- 0,2	- 1,2	402,8 404,2	1716 1722
2,30	20,5	25,0	403,6 405,2	752	- 2,9	—	- 0,2	- 1,3	401,8 403,4	1717 1724
2,77	24,1	25,0	397,1 398,2	755	- 2,9	—	- 0,2	- 0,8	395,6 396,7	1711 1716

Tabelle 3

## Isothermendiagramme

## I. Wasserstoff-Kohlenoxydisothermen

19°									
% H <sub>2</sub> η · 10 <sup>7</sup>	100 874	94,85 1040	89,06 1190	83,37 1290	76,73 1390	57,49 1570	26,54 1700	8,42 1737	0 1745
100°									
% H <sub>2</sub> η · 10 <sup>7</sup>	100 1030	94,85 1233	89,06 1392	83,37 1534	76,73 1638	57,49 1846	26,54 2020	8,42 2073	0 2085
200°									
% H <sub>2</sub> η · 10 <sup>7</sup>	100 1212	94,85 1440	89,06 1625	83,37 1778	76,73 1919	57,49 2173	26,54 2384	8,42 2448	0 2466
250°									
% H <sub>2</sub> η · 10 <sup>7</sup>	100 1297	94,85 1560	89,06 1771	83,37 1921	76,73 2062	57,49 2334	26,54 2549	8,42 2622	0 2636

## II. Wasserstoff-Argonisothermen

19°									
% H <sub>2</sub> η · 10 <sup>7</sup>	100 875	94,24 1162	88,16 1397	83,51 1551	74,36 1727	66,65 1843	13,09 2190	0 2210	
100°									
% H <sub>2</sub> η · 10 <sup>7</sup>	100 1027	94,24 1378	88,16 1663	83,51 1844	74,36 2067	66,65 2214	13,09 2654	0 2683	

## II. Wasserstoff-Argonisothermen

200°								
% H <sub>2</sub>	100	94,24	88,16	83,51	74,36	66,65	13,09	0
$\eta \cdot 10^7$	1211	1625	1948	2167	2427	2614	3164	3208
250°								
% H <sub>2</sub>	100	94,24	88,16	83,51	74,36	66,65	13,09	0
$\eta \cdot 10^7$	1296	1741	2093	2348	2634	2812	3401	3444

Tabelle 4

q-Verhältnisse H<sub>2</sub> + CO

% H <sub>2</sub>	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45
% CO	100	95	90	85	80	75	70	65	60	55
19°										
9	0,416	0,413	0,416	0,414	0,415	0,416	0,416	0,413	0,413	
1/9	2,40	2,42	2,40	2,41	2,41	2,41	2,40	2,42	2,42	
100°										
9	0,413	0,416	0,414	0,416	0,413	0,417	0,413	0,416	0,415	
1/9	2,42	2,40	2,42	2,40	2,42	2,40	2,42	2,40	2,41	
200°										
9	0,416	0,416	0,415	0,416	0,417	0,414	0,413	0,417	0,412	
1/9	2,40	2,40	2,41	2,40	2,40	2,42	2,42	2,39	2,43	
250°										
9	0,413	0,417	0,414	0,413	0,413	0,414	0,415	0,417	0,406	
1/9	2,42	2,41	2,41	2,42	2,42	2,41	2,41	2,40	2,46	

q-Verhältnisse H<sub>2</sub> - Ar

% H <sub>2</sub>	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45
% Ar	100	95	90	85	80	75	70	65	60	55
20°										
9	0,424	0,426	0,424	0,425	0,423	0,425	0,424	0,424	0,420	
1/9	2,36	2,35	2,36	2,35	2,36	2,35	2,36	2,36	2,38	
100°										
9	0,423	0,424	0,423	0,422	0,420	0,420	0,425	0,423	0,412	
1/9	2,36	2,36	2,36	2,37	2,38	2,38	2,35	2,36	2,43	
200°										
9	0,425	0,421	0,422	0,425	0,423	0,422	0,425	0,424	0,424	
1/9	2,35	2,38	2,37	2,35	2,37	2,37	2,35	2,36	2,36	
250°										
9	0,421	0,420	0,424	0,426	0,423	0,419	0,420	0,420	0,419	
1/9	2,37	2,38	2,36	2,35	2,37	2,39	2,38	2,38	2,38	

**Die innere Reibung  
von Wasserstoff-Diäthylätherdampfgemischen  
(Messungen von P. B. Baumann)**

Es war interessant, auch einmal die innere Reibung eines binären Gasgemisches zu messen, bei dem  $H_2$  sicher das Gas mit der größeren Reibung ist. Auch hier waren Maxima zu erwarten.

Es ist kein leicht zugängliches Gas mit kleinerer innerer Reibung als  $H_2$  bekannt. Bei einigen organischen Dämpfen jedoch, wie z. B. beim Dampf des Äthyläthers ist eine kleinere innere Reibung als bei  $H_2$  gemessen worden, allerdings mit recht verschiedenen Werten (Petersen  $100^\circ \eta \cdot 10^7 = 942$ ; Rappenecker dieselbe Temperatur  $\eta \cdot 10^7 = 967$ ).

Die zur Messung benutzten Gemische waren mit der Durchströmungsmethode erhalten worden: nach der beschriebenen Methode hergestellter und gereinigter  $H_2$  strömte langsam durch zwei auf  $0^\circ$  gehaltene Waschflaschen mit wasser- und alkoholfreiem Äther. Der so bei  $0^\circ$  mit Ätherdampf gesättigte

Tabelle 5  
Zusammenfassung der Mittelwerte

$H_2$ %	$T$ ( $^\circ$ )	$T_0$	$t_0$	$p_0$	Korrekturen in Promille				$t_0$ red.	$\eta \cdot 10^7$
					Hagen- bach	Glas	Gas	Baro- meter		
73,92	12	12,6	203,7	757	-7,7	—	—	-0,5	202,0	896
73,61	—	13,3	203,6	757	-7,7	—	—	-0,5	201,9	894
86,73	—	13,6	212,1	757	-3,5	—	—	-0,5	211,3	933
86,73	—	14,7	213,6	754	-3,5	—	—	-1,0	212,7	937
73,65	—	14,8	205,9	754	-7,6	—	—	-1,0	204,0	899
73,65	—	100,6	332,7	754	-2,9	+2,0	—	-1,0	332,1	1126
73,46	—	100,5	333,3	754	-2,8	+2,0	—	-1,0	332,7	1119
73,46	—	149,3	416,7	754	-1,8	+3,4	—	-1,0	417,0	1252
73,43	—	149,8	415,4	754	-1,9	+3,4	—	-1,0	415,6	1246
73,48	—	212,9	531,2	754	-1,1	+4,8	—	-1,0	532,6	1390
73,38	—	213,0	529,7	754	-1,2	+4,8	—	-1,0	531,0	1386
86,73	—	15,0	213,9	751	-3,5	—	—	-1,5	213,0	937
86,73	—	100,5	238,1	751	-1,4	+2,0	—	-1,5	237,8	1146
86,73	—	149,7	420,2	751	-0,9	+3,4	—	-1,5	420,6	1261
86,61	—	100,4	238,6	751	-1,4	+2,0	—	-1,5	238,0	1148
86,61	—	150,4	421,5	751	-0,9	+3,4	—	-1,5	421,9	1263
86,61	—	213,0	536,1	751	-0,5	+4,8	—	-1,5	537,6	1402

H<sub>2</sub> trat unter Atmosphärendruck in eine Glasbirne bekannten Volumens (des Gasmischungsapparats). Aus dem Dampfdruck des Äthers bei 0° (184,6 mm) berechnet sich der Prozentgehalt. Die Konzentration wurde variiert durch Vermischung der H<sub>2</sub>-Ätherdampfgemische mit bekannten Raumteilen von reinem H<sub>2</sub>. Der Meßapparat erlaubte nicht wegen Gefahr der Kondensation hohe Konzentrationen von Ätherdampf zu nehmen.

Tab. 5 enthält die Mittelwerte der Messungen. Die verschiedenen Messungen stimmten sehr gut überein, im Durchschnitt auf etwa 2 Promille. Die auf geeignete Mitteltemperaturen von 15°, 100°, 150° und 212,5° bezogenen Werte wurden entweder durch Interpolation oder mit der Sutherlandschen Formel erhalten. Das Maximum liegt nahe beim reinen H<sub>2</sub>.

### III. Diskussion der Ergebnisse

Die aus den ausgeglichenen Kurven erhaltenen Querschnittsverhältnisse sind praktisch gangfrei, womit die Anwendung der Mischungsgleichung (2) zuzüglich (3a) gerechtfertigt ist. Zum selben Ergebnis führen auch die Messungen von H<sub>2</sub>-Ar-Gemischen mit ihrem extremen Mol.-Gewichtsverhältnis.

Bei den Messungen an H<sub>2</sub>- und CO-Carbonyldampfgemischen ließen sich naturgemäß bestimmte Konzentrationen nicht gut reproduzieren. Durch Lichtausschluß ließ sich der Gefahr der Zersetzung zwar weitgehend vorbeugen, aber höhere Temperaturen blieben dennoch ausgeschlossen. So kommt es, daß das praktisch benutzbare Konzentrationsgebiet nur zwischen 0 und 2<sup>3</sup>/<sub>4</sub> Proz. sich erstreckte. In diesem Bereich sind aber die Messungen von ganz erheblicher Genauigkeit.

Die Sicherheit der aus diesen Messungen berechneten  $\eta_m$ -Werte hängt noch von der Genauigkeit der aus den Dampfdruckkurven ermittelten Gehalte der Gemische an Carbonyldampf ab.

Sie ist naturgemäß für die kleinsten Konzentrationen am geringsten. Berücksichtigt man dies und vereinigt man alle Punkte der Tafeln III und IV (S. 421 und 422) in zwei Kurven, so erhält man für

$\text{H}_2\text{-Fe}(\text{CO})_5$  aus der Tangente für  $x = 0$

$$\Delta = + 28,3 \pm 12 \text{ Proz.}$$

$\text{CO-Fe}(\text{CO})_5$  aus der Tangente für  $x = 0$

$$\Delta = - 1,30 \pm 11 \text{ Proz.}$$

Gasttheoretisch fand man das Querschnittsverhältnis  $q$  von  $\text{CO}:\text{H}_2$  im Mittel (s. Jeans, Gasttheorie S. 415) zu 1,93.

Für  $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}:\text{H}_2$  wurde 5,16, für  $\text{C}_6\text{H}_6:\text{H}_2$  7,62 gefunden, so daß man für  $\text{Fe}(\text{CO})_5:\text{H}_2$  wohl  $q \approx 10$  und mithin für  $\text{Fe}(\text{CO})_5:\text{CO}$  wohl  $q \approx 5$  setzen darf.

Entnehmen wie  $F$  aus den empirischen Formeln (9 und 11), was natürlich eine starke und vorläufige Extrapolation ausmacht, so wird:

$F_1$	$F_2$	
2,232	3,216	für Carbonyl- $\text{H}_2$
1,230	1,087	für Carbonyl-CO.

Darnach berechnet sich  $\eta \cdot 10^7$  für Carbonyl so:

$\text{Fe}(\text{CO})_5$ mit	$F_1$	$F_2$	Mittel
$\text{H}_2$	1037	499	768
CO	883	1130	1007

Gesamtmittel  $\eta_{\text{Fe}(\text{CO})_5} = 888 \cdot 10^{-7}$ .

Damit wird  $\sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} = 1,001$  für  $\text{Fe}(\text{CO})_5:\text{H}_2$  und  $\sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} = 0,709$  für  $\text{Fe}(\text{CO})_5:\text{CO}$ . Da die  $\text{H}_2\text{-Fe}(\text{CO})_5$ -Kurve beinahe  $\eta = 1200 \cdot 10^{-7}$  erreicht, so beweist sie, daß sie durch ein Maximum gehen wird. In der Tat sind die Maximumbedingungen  $\eta_2 < \eta_1$  und  $\sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} < F$  erfüllt. Nicht aber eine Minimumbedingung bei  $\text{CO-Fe}(\text{CO})_5$ -Gemischen. Denn hier ist bei  $\eta_2 > \eta_1$  nicht  $\sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} > F$ .

Ist auch dies  $\eta$  für Carbonyl wegen der Unsicherheit der  $F$  noch wenig genau, so ist es doch immerhin auf etwa  $\pm 10$  Proz. bestimmt, und dies ist das erste Beispiel dafür, daß man an niederprozentigen Dampfmischungen aus dem bloßen Kurvenbeginn die ganze Kurve und also auch  $\eta$  für den reinen Dampf ermittelt hat.



Führt man die entsprechende Rechnung für Diäthyläther aus, wo noch weniger genaue und spärlichere Zahlen vorliegen, so liegt das so wie oben berechnete  $\eta$  dem an reinem Ätherdampf gefundenen  $\eta$  auf etwa 20 Proz. nahe:

( $\eta_{100^\circ}$  gef. 942 und 967,  $\eta_{100^\circ}$  ber. mit  $2 < q < 5$  zu  $800 \pm 20$  Proz.).

Rechnet man ebenso für einige Gasgemische, für die man die  $q$ -Verhältnisse gastheoretisch bereits bestimmt hat, so findet man ähnliche Übereinstimmungen; die eine Komponente ist dabei immer Wasserstoff, die Unterlagen für die zwei letzten Gase ( $\text{CO}_2$  und  $\text{O}_2$ ) sind älteren Datums und weniger sicher, womit ein Teil der geringeren Übereinstimmung sich vielleicht erklären mag.

Gas	$q$ gastheoretisch (Jeans, S. 415, 421)	$\Delta$	$\eta$ ber.	$\eta$ beob.	
$\text{C}_2\text{H}_4$	4,15—2,76	2,02	864	1027	} Mittel aus je vier Zahlen ( $F_1$ ; $F_2$ und oberes, bzw. unteres $q$ )
$\text{CO}$ bzw. $\text{N}_2$	1,93—1,81	3,38	1827	1771	
$\text{CO}_2$	2,39—1,93	4,36	1594	1468	
$\text{O}_2$	1,77—1,50	4,28	2390	1931	

Die  $\Delta$  sind einfach graphisch aus dem Kurvenbeginn entnommen und also an sich mit merklicher Unsicherheit behaftet, von einigen Prozents. Über die Verwendung der weit gestreuten gastheoretischen  $q$ -Verhältnisse ist bereits S. 413 gesprochen. Die empirische Regel von L. Meyer-H. Vogel<sup>1)</sup> läuft auf eine Näherungsberechnung von  $\eta/q$  (vgl. Gl. 1) heraus. Sie lautet

$$\eta_T = 2,80 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\sqrt{M \cdot T}}{V_s^{2/3} \cdot \left(1 + 1,47 \cdot \frac{T_s}{T}\right)},$$

worin  $V_s$  und  $T_s$  Molvolumen und absolute Temperatur beim Siedepunkt des Kondensats bedeuten, sollte<sup>2)</sup> statt 1,47 besser 1,34<sup>3)</sup> enthalten und arbeitet<sup>4)</sup> bei mehratomigen Gasen auf etwa 5—20 v. H. genau. Es ist also Zufall, daß wir mit dem

1) L. Meyer-H. Vogel, Ann. d. Phys. [4] 43. S. 1270. 1914; es sollte da  $V_s^{2/3}$  statt  $V_s$  heißen.

2) Vgl. Werte von  $\text{N}_2$  und  $\text{CO}$ , Abh. II, Ann. d. Phys. [5] 2. S. 733. 1929.

3) H. Vogel, a. a. O. S. 1267.

4) H. Vogel, a. a. O. S. 1268.

experimentell ermittelten  $V_s = 150$  den Wert  $\eta_{\text{Carbonyl}} = 892 \cdot 10^{-7}$  erhalten, fast genau denselben wie oben.

Es läßt sich jetzt auch die *Wärmeleitzahl des Carbonyldampfs* berechnen, wenn man unsere  $C_v$ -Messungen ( $C_v = 43$ ) beizieht und  $k$  mit 1,5—1,75 bemißt:

$$\lambda = k \cdot \eta \cdot C_v = 3,1 \cdot 10^{-5} \pm 10 \text{ Proz.}$$

#### IV. Zusammenfassung der Ergebnisse

1. Die Koeffizienten der inneren Reibung der Luft und des Wasserstoffs wurden durch neue Messungen bei  $20^\circ$ ,  $100^\circ$ ,  $200^\circ$  und  $250^\circ$  gesichert, bei sehr guter Übereinstimmung mit den Werten anderer Autoren.

2. Die Reibungskonstanten von  $\text{H}_2$ -CO- und von  $\text{H}_2$ -Argon-Gemischen wurden bei  $20^\circ$ ,  $100^\circ$ ,  $200^\circ$  und  $250^\circ$  in den Randgebieten des Molenbruchdiagramms gemessen und mit der Mischungsgleichung in Einklang befunden. Damit sind diese früher (von Hrn. Binkels, vgl. spätere Abhandlung) zum Teil schon vermessenen Diagramme so genau gesichert, als es die Transpirationsmethode erlaubt.

3. Aus den ausgeglichenen Kurven von  $\text{H}_2$ -CO- und  $\text{H}_2$ -Argon-Gemischen wurde das Querschnittsverhältnis  $q$  für diese Gaspaare ermittelt.

4. An Gemischen von  $\text{H}_2$  und von CO mit Eisen-5-Carbonyldampf wurde  $\eta$  bis zu einem Carbonylgehalt von  $2\frac{3}{4}$  Proz. gemessen, für den ersteren Fall ein Maximum gefunden.

5. Aus diesen kurzen Kurvenstücken der Carbonylgemische ließ sich der Näherungswert für  $\eta$ -Carbonyl mit  $882 \cdot 10^{-7}$  mit etwa  $\pm 10$  v. H. Unsicherheit extrapolieren.

Damit ist ein *Verfahren* gewonnen, um an *niederprozentigen Mischungen hochmolekularer Dämpfe mit Gasen*  $\eta$  und damit auch  $\lambda$  für die reinen Dämpfe zu bestimmen.

6. Die Wärmeleitzahl  $\lambda$  des Carbonyldampfs wurde damit unter Berücksichtigung unserer  $C_v$ -Messungen berechnet zu:

$$\lambda = k \cdot \eta \cdot C_v = 3,1 \cdot 10^{-5}.$$

Heidelberg, Physikalisch-Chemisches Institut der Universität, September 1929.

(Eingegangen 16. September 1929)

**Berichtigung zu meiner Arbeit über  
„Die Diffusion nichtkugelförmiger Teilchen“  
Von Richard Gans**

(Mit 1 Figur)

Ich hatte vor kurzem<sup>1)</sup> eine Theorie der Diffusion nichtkugelförmiger Teilchen entwickelt. Dabei habe ich einen Rechenfehler begangen, auf den mich Herr Bruno Gerlach, der am hiesigen Institut eine Experimaluntersuchung über Diffusion ausführte, aufmerksam gemacht.

In Formel (7) muß rechts der Faktor  $\sqrt{p}$  anstatt  $p$  stehen. Sie lautet also richtig

$$\frac{\sqrt{\pi}}{2} z \frac{Cq}{M} = \sqrt{p} \Phi(p\gamma).$$

Hierin bedeutet  $C$  die Volumkonzentration,  $M$  die Gesamtmasse der diffundierenden Substanz,  $q$  den Querschnitt des Zylinders,  $z$  die Höhe über seiner Bodenfläche.  $p$  war eine Abkürzung für

$$p = \frac{w_1 z^2}{4kTt},$$

wo  $t$  die Zeit,  $T$  die absolute Temperatur,  $k$  die Boltzmannsche Konstante und  $w_1$  den Widerstandskoeffizienten für Translationen des Teilchens senkrecht zu seiner Figurenachse bedeuten.

Schließlich war

$$\gamma = \sqrt{\frac{w_3 - w_1}{w_1}} \text{ für } w_3 > w_1 \quad \text{und} \quad \gamma = \sqrt{\frac{w_1 - w_3}{w_1}} \text{ für } w_3 < w_1.$$

Hier bedeutet  $w_3$  den Widerstandskoeffizienten für Translationen des Teilchens in Richtung seiner Figurenachse.  $\gamma$  hängt also nur von der Form der Teilchen ( $\gamma = 0$  für Kugeln), und nicht von ihrer Größe ab.

1) R. Gans, Ann. d. Phys. [4] 87. S. 935. 1928.

$\Phi(p, \gamma)$  ist eine Funktion, die ich berechnet und in den Tabellen 1 und 2 der erwähnten Abhandlung niedergelegt hatte.

Als Verfahren zur Ermittlung von Größe und Form der Teilchen gab ich folgendes an. Man trage auf Millimeterpapier  $\log^{10} p$  als Abszisse,  $p \cdot \Phi$  für alle möglichen  $\gamma$  als Ordinate auf. So erhält man eine Kurvenschar, deren einzelne Kurven durch den Parameter  $\gamma$  charakterisiert sind. Ferner zeichne man auf durchsichtiges Papier die experimentell bestimmte Kurve, die  $\log^{10} \frac{z^2}{4kTt}$  zur Abszisse,  $\frac{\sqrt{\pi}}{2} z \frac{Cq}{M}$  zur Ordinate hat. Diese Kurve lege man anfangs so auf die Kurvenschar, daß die entsprechenden Koordinatenachsen zur Deckung kommen. Dann verschiebe man das durchsichtige Papier parallel zur Abszissenachse, bis die experimentelle Kurve sich mit einer Kurve der Schar deckt. Der Parameter dieser Kurve der Schar gibt den Wert  $\gamma$  an, und die Verschiebung gibt den Wert  $w_1$ . So hat man  $w_1$  und  $w_3$  bestimmt und unter der Annahme, daß die Teilchen die Form von Rotationsellipsoiden haben, ihre Größe und Gestalt.

Das bleibt alles unverändert, nur muß man als Funktion von  $\log^{10} p$  nicht  $p \cdot \Phi$ , sondern  $\sqrt{p} \cdot \Phi$  auftragen. Fig. 1 meiner früheren Arbeit ist also durch die nachstehende Figur dieser Berichtigung zu ersetzen, die sich aus folgender Tabelle ergeben hat.

Die Funktion  $\sqrt{p} \cdot \Phi(p, \gamma)$

$p$	$\log^{10} p$	I Kugeln	II Scheiben	III Stäbchen
0,0	$-\infty$	0,0000	0,0000	0,0000
0,2	-0,6990	0,3660	0,3793	0,3359
0,4	-0,3979	0,4239	0,4265	0,4052
0,6	-0,2218	0,4251	0,4160	0,4238
0,8	-0,0969	0,4019	0,3829	0,4183
1,0	0,0000	0,3678	0,3414	0,4005
1,5	0,1761	0,2732	0,2380	0,3339
2,0	0,3010	0,1913	0,1574	0,2638
2,5	0,3979	0,1298	0,1010	0,2037
3,0	0,4771	0,0863	0,0638	0,1533
4,0	0,6021	0,0366	0,0247	0,0876
5,0	0,6990	0,0151	0,0094	0,0496

Bedingung für die Möglichkeit des oben geschilderten Verfahrens ist aber, worauf ich damals bereits hinweis, daß die Kurven der Schar sich nicht durch Parallelverschiebung in Richtung der Abszissenachse zur Deckung bringen lassen.

Während das früher mit den fälschlich berechneten Kurven nicht möglich war, ist das jetzt, wie man sich leicht überzeugen kann, für die gezeichneten Extremfälle der Kugeln,

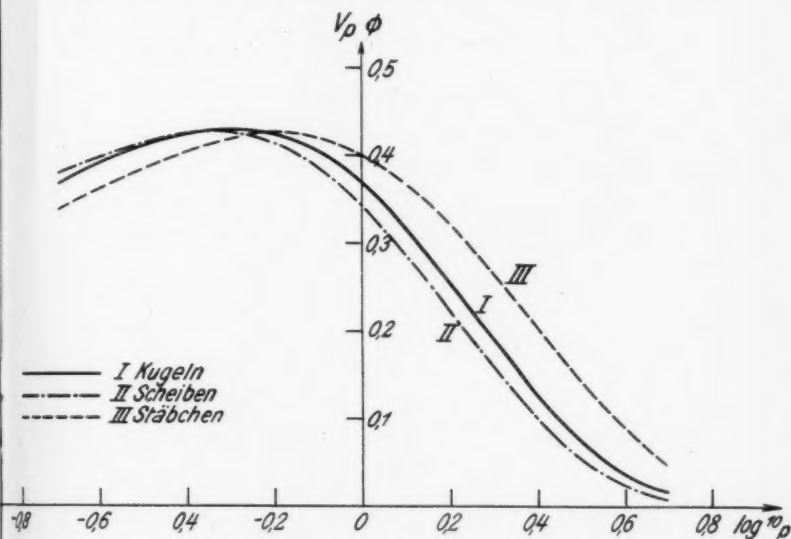


Fig. 1

Scheiben und Stäbchen (und ebenso für alle dazwischen liegenden Gestalten) praktisch der Fall.

Daraus ergibt sich die Konsequenz, daß es nicht möglich ist, Größe und Form der Teilchen aus dem Diffusionsvorgang zu bestimmen. Denn wie die Teilchen auch gestaltet sein mögen, kann man die Konzentration stets durch die Formel

$$\frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{Cq}{M} = \sqrt{p} e^{-p} \quad \text{mit } p = \frac{w z^2}{4 k T t}$$

praktisch darstellen, wenn man nur  $w$  geeignet wählt. Das ist aber das Integral der bekannten Fickschen Differentialgleichung

chung für die Diffusion, in das unsere allgemeinere Lösung für  $\gamma=0$  (Kugeln) übergeht.

Es läßt sich also aus den Beobachtungen nur der Diffusionskoeffizient  $D = \frac{kT}{w}$  und unter Hinzuziehung der Stokes-schen Formel für  $w$  der Radius der Kugeln bestimmen, die quantitativ ebenso diffundieren würden, wie die wirklichen, eventuell ganz anders gestalteten Teilchen es tun.

Königsberg, II. Physikal. Institut, 9. September 1929.

(Eingegangen 12. September 1929)

ng  
if-  
s-  
ie  
n,